



**Etudes des signatures spectrales micro-ondes obtenues
par télédétection sur la calotte polaire antarctique :
comparaison avec des données de terrain et modélisation
de l'émissivité de la neige**

Sylviane Surdyk

► **To cite this version:**

Sylviane Surdyk. Etudes des signatures spectrales micro-ondes obtenues par télédétection sur la calotte polaire antarctique : comparaison avec des données de terrain et modélisation de l'émissivité de la neige. Glaciologie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1993. Français. NNT : . tel-00765202

HAL Id: tel-00765202

<https://theses.hal.science/tel-00765202>

Submitted on 14 Dec 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TS 93/INPG/0069
double

TS 93/INPG / 0 0 6 9

DOUBLE

CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

CRS
SSP

LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET GÉOPHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Associé à l'Université Joseph Fourier de Grenoble

**ETUDES DES SIGNATURES SPECTRALES MICRO-ONDES OBTENUES PAR
TELEDETECTION SUR LA CALOTTE POLAIRE ANTARCTIQUE.
COMPARAISON AVEC DES DONNEES DE TERRAIN ET MODELISATION
DE L'EMISSIVITE DE LA NEIGE.**

Sylviane SURDYK



**THESE DE DOCTORAT de
l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**
(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Spécialité : OPTIQUE, OPTOELECTRONIQUE ET MICRO-ONDE

Présentée le 7 mai 1993 devant la commission d'examen :

MM.	Michel BARIBAUD	Président
	Michel FILY	Co-directeur de thèse
	Jean-Pierre BENOIST	Co-directeur de thèse
	Jean JOUZEL	Rapporteur
	Daniel VIDAL-MADJAR	Rapporteur
	Michel BOUTHINON	

INPG
THÈSE A REPRODUIRE EN L'ÉTAT



2, rue Molière, SAINT-MARTIN D'HERES - Tél. 75.82.42.00 - Télax 389000S42505-LGGE

Adresse postale : B.P. 96 - 38 402 SAINT-MARTIN D'HERES CEDEX (France)

Telefax : 76.82.42.01

ETUDES DES SIGNATURES SPECTRALES MICRO-ONDES OBTENUES PAR
TELEDETECTION SUR LA CALOTTE POLAIRE ANTARCTIQUE.
COMPARAISON AVEC DES DONNEES DE TERRAIN ET MODELISATION
DE L'EMISSIVITE DE LA NEIGE

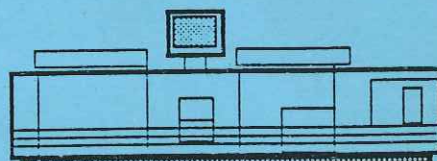
RESUME

Les études sur l'Antarctique sont motivées par l'interprétation des données que renferme la glace ancienne sur les climats passés et sur les possibles interactions entre la calotte et un éventuel changement climatique. Les radiomètres micro-ondes sont des instruments bien adaptés pour l'étude de la neige, car ils sont indépendants des conditions nuageuses et d'éclairement. Lorsque la neige est sèche, ils sont à même de fournir des informations en profondeur. Les caractéristiques du manteau neigeux (température, densité et taille de grains) sont liées aux processus de dépôt et leur évolution dépend des conditions climatiques. Ce sont ces caractéristiques, déterminantes vis à vis de la signature spectrale de la neige, que nous cherchons à évaluer à partir des données de télédétection.

Les données utilisées proviennent du Scanning Multichannel Microwave Radiometer à bord du satellite Nimbus 7 (1978-86). Dans un premier temps, ces mesures ont été comparées à des données de terrain. A une forte stratification du manteau neigeux correspond une grande différence entre les polarisations verticale et horizontale, surtout pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz. On a trouvé aussi une forte corrélation entre la valeur moyenne de la taille des grains sur 0-2 mètres et la différence de comportement entre les fréquences 18 et 6.6 GHz (gradient en fréquence). Dans une seconde étape, nous avons modélisé l'émissivité micro-onde de la neige. Le modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell au travers de la théorie des fortes fluctuations (Stogryn 1986). Une solution analytique a été développée dans le cas d'un milieu uniforme en profondeur. Lorsque les caractéristiques de la neige changent en fonction de la profondeur, la solution fait appel à une résolution numérique. Le manteau neigeux est considéré isotherme, stratifié horizontalement et isotrope à l'intérieur de chaque strate. Les résultats du modèle font apparaître plus clairement les contributions de la densité de la neige, de la taille des grains et surtout de la stratification sur les signatures spectrales.



Grenoble, juillet 1993



Impression réalisée sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.

THESE
présentée par

SURDYK SYLVIANE

pour obtenir le grade de **DOCTEUR**
de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE
(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

(spécialité: OPTIQUE, OPTOELECTRONIQUE ET MICRO-ONDE)

ETUDES DES SIGNATURES SPECTRALES MICRO-ONDES OBTENUES
PAR TELEDETECTION SUR LA CALOTTE POLAIRE ANTARCTIQUE.
COMPARAISON AVEC DES DONNEES DE TERRAIN ET MODELISATION
DE L'EMISSIVITE DE LA NEIGE

Date de soutenance : 7 mai 1993

Composition du jury :

Président :	M. Baribaud	Directeur de l'ENSERG, Grenoble
Membres :	D. Vidal-Madjar	Directeur de recherche CNRS, CRPE, Velisy
	J. Jouzel	Directeur de recherche CEA, LMC, Saclay
	J.P. Benoist	Maître de conférence, UJF, Grenoble
	M. Bouthinon	Professeur UJF, Grenoble
	M. Fily	Maître de conférences, UJF, Grenoble



Thèse préparée au sein du LABORATOIRE DE GLACIOLOGIE ET DE GEOPHYSIQUE DE
L'ENVIRONNEMENT, Saint-Martin d'Hères.

893/228



Tout juste entrée à l'université, j'observais déjà avec beaucoup de curiosité les travaux de manipulations de germes qu'effectuaient mes amis en doctorat de microbiologie, et je pensais que la recherche était bien ce que je souhaitais faire. Mais on ne peut jamais anticiper sur l'avenir, les opportunités pouvant révéler d'autres passions encore. C'est l'opportunité qui m'a fait découvrir la télédétection. Le travail de recherche est passionnant, je souhaite continuer sur ma lancée.

Je remercie Michel Fily pour m'avoir, depuis le début, fait confiance et de ce fait de m'avoir laissée librement choisir la façon dont j'allais aborder les différents problèmes. Par ailleurs Michel était (est), malgré son emploi du temps particulièrement chargé, toujours disponible pour la discussion.

Nous avons eu beaucoup à écrire et à présenter de façon à faire connaître cette nouvelle équipe télédétection (et ce n'est pas fini !). J'ai ainsi pu m'exercer en rédaction. A cet effet, je remercie Jean Pierre Benoist qui avec beaucoup de patience et de rigueur m'a aidé à corriger dans mon mémoire de thèse les phrases mal construites; les inversions de groupes de mots étaient la faute principale, mes origines polonaises y seraient-elles pour quelques choses ?

Il fallait pour juger ce travail un jury pluridisciplinaire. Je remercie donc vivement Daniel Vidal-Madjar, Jean Jouzel, Michel Baribaud et Michel Bouthinon d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Les problèmes qui se posent en recherche relèvent toujours d'un domaine pointu si bien qu'il n'y a personne qui puissent vous apporter la réponse exacte à un problème, mais il y a une multitude de personnes qui peuvent formuler des hypothèses ou simplement aider à reformuler de façon précise la question. La communication est une richesse inestimée et la pluridisciplinarité d'un laboratoire en est une autre. Je remercie alors tous ceux qui directement ou indirectement m'ont ainsi aidé.

Je remercie également les informaticiens Marie Christine Mieulet et Jean Yves Biezer qui m'ont supporté pendant ces trois ans (ou presque). J'ai fini par m'y faire à leur langage "étrange", même si je pose encore beaucoup de questions.

Merci à Claude Polle, Anne Léopold, Olivier Castelnau, Isabelle Sherjal et Emmanuel Thiber qui ont veillé aux fautes d'orthographe (il en reste encore !!!), m'ont aidé dans les collages et finalement à la préparation de la version finale de mon manuscrit.

Un travail comme la rédaction de thèse n'est pas une mince affaire, il faut s'accrocher et parfois se changer les idées. Je remercie alors mes parents qui, à distance, ont suivi la progression dans ce travail et, Claude et Xavier qui, voisins, m'ont encouragé et regonflé le moral (je n'oublie pas les bons petits plats qu'ils ont préparé).

Et puis la thèse ne se résume pas au temps de rédaction, il y a avant : les longs "papotages" avec Anne (mais où était elle passée lorsque je rédigeais ?), les bons moments à la cafet, la fête du labo et le tournoi de ping-pong, les grosses "bouffes" au Resto U et la joyeuse ambiance du bureau 103... Et pour moi tout ça n'est pas fini !

" ... des pensées, et derrière, il y a ce que les mots ne peuvent exprimer, ce qui les fait naître et les nourrit, la force impérieuse qui oblige à sauter les manifestations de la vie et exige pour chacune la réponse au pourquoi. "

Extrait traduit de Gorki " En gagnant mon pain "

A mes parents

Study of microwave spectral signatures measured by remote sensing over the Antarctic ice sheet. Comparison with ground data and with a snow emissivity model.

ABSTRACT

Because of its great size, the Antarctic Ice Sheet represents a considerable fresh water resource. Furthermore, it interacts with the global climate and its old ice contains information on past climates. However, the sign of its mass balance is actually unknown. Microwave radiometers are valuable tools for studying the snow cover because they provide useful data regardless of the weather, and because they penetrate the snow and give access to its characteristics from one to a few meters deep. The snow parameters (temperature, density and grain size) are linked to the climate parameters such as snow accumulation rate or temperature. Therefore, the objective is to retrieve the different snow characteristics from the microwave signatures. The satellite data that we used came from the Scanning Multichannel Microwave Radiometer (aboard the satellite Nimbus 7, 1978-86). As a first step, we compared ground data with the SMMR data. The polarization differences are affected by the stratification of snow (number and nature of layers); large polarization ratios correspond to strong stratification, mainly for the lower frequencies. The frequency gradients are linked to the grain sizes as determined from detailed stratigraphies; the larger the grain size, the smaller is the frequency gradient between 6.6 and 18 GHz. As a second step, we develop a microwave snow emissivity model. The model is based on the solution of Maxwell's equations through strong fluctuation theory (Stogryn, 1986). An analytical solution is used where the snow is taken as uniform throughout its depth. A numerical solution is required when snow characteristics change with depth. The snow is considered isothermal with horizontal stratification, isotropic inside each stratum, and with smooth interfaces. The model is used to study the sensitivity of snow density, snow grain size and stratification on the spectral signatures. Results are compared with observed signatures.

NOTATIONS

a	Absorbance
Att	Atténuation (dB)
A_{ij}	Elément de la transformée de Fourier de Γ_{ij}
$a(z)$	Coefficient de l'équation de Riccati au chap.2.II § F
α	Polarisation de l'onde émise
$\vec{\alpha}$	Vecteur polarisation de l'onde émise
β	Polarisation de l'onde incidente
$\vec{\beta}$	Vecteur polarisation de l'onde incidente
$C(r-r')$	Fonction d'autocorrélation caractérisant statistiquement le milieu neige
$C'(r-r')$	Fonction d'autocorrélation intervenant dans l'expression de γ_{ij}^i
d	Diamètre moyen des grain de neige
den	Densité de la neige
δ	Delta Kronecker
$\delta(\theta_s - \theta_0)$	Delta de Dirac
e	Emissivité
e_α	Emissivité en polarisation α (horizontale ou verticale)
\vec{E}	Vecteur champ électromagnétique diffusé
\vec{E}_0	Vecteur champ électromagnétique incident
\vec{E}_m	Vecteur champ électromagnétique moyen ou cohérent
\vec{E}_r	Vecteur champ électromagnétique aléatoire ou incohérent
e_α	Emissivité pour la polarisation α
\mathcal{E}	Champ électromagnétique local
ϵ	Constante diélectrique, tenseur
ϵ'	Partie réelle de la constante diélectrique
ϵ''	Partie imaginaire de la constante diélectrique
\vec{F}	Vecteur champ électromagnétique externe
\vec{F}_m	Vecteur champ électromagnétique externe moyen ou cohérent
\vec{F}_r	Vecteur champ électromagnétique externe aléatoire ou incohérent
f	Fréquence
f_r	Fraction de glace
φ_s	Angle azimutal d'émission
\hat{G}	Fonction dyadique de Green du champ \vec{E}

\hat{G}^0	Fonction dyadique de Green à l'ordre zéro
\hat{G}'	Fonction dyadique de Green du champ \vec{F}
GR	Rapport de gradient en fréquence de la température de brillance
$\gamma_{\beta\alpha}$	Coefficient de diffusion bidirectionnel, ayant pour polarisation incidente β et polarisation réfléchie α
$\gamma(z)$	Variable intermédiaire dans la résolution de l'équation de Riccati (chap.2.II §F)
Γ_{ij}	Transformée de Fourier
I_0	Intensité spécifique d'émission du corps noir
I	Intensité spécifique d'émission d'un corps gris
\hat{I}	Matrice dyadique unitaire
k_B	Constante de Boltzman
\hat{K}	Constante diélectrique relative du milieu neige ou permittivité, première définition
\hat{K}_0	Constante quasi-statique du milieu neige ou constante diélectrique du milieu neige moyen
\hat{K}_r	Partie fluctuante de la permittivité du milieu neige
\hat{K}_{neige}	Constante diélectrique relative de la neige issue de la théorie des fortes fluctuations
$\hat{\kappa}$	Partie fluctuante de la constante diélectrique relative de \hat{K}_{neige}
k	Nombre d'onde dans le vide
\vec{k}	Vecteur de propagation de l'onde incohérente
\vec{k}_0	Vecteur de propagation de l'onde cohérente incidente
\vec{k}_{01}	Vecteur de propagation de l'onde cohérente réfléchie
l	Longueur de corrélation
Lum	Luminance
L_0	Opérateur
\mathcal{L}	Facteur de transmission dans l'atmosphère
λ	Longueur d'onde dans le vide
M	Opérateur
$d\Omega$	Elément d'angle solide
PR	Rapport de polarisation pour la température de brillance
Q	Tenseur intervenant dans l'expression du champ total
R_α	Coefficient de réflexion de Fresnel en polarisation α
ρ	Réflectivité spectrale
\hat{S}	Dyad définie par Van Bladel

s	Surface spécifique des grains de neige
t	Coefficient de transmission
TB_V	Température de brillance à la polarisation verticale
TB_H	Température de brillance à la polarisation horizontale
T	Température, généralement en degré Kelvin
$\tan\delta$	Tangente de pertes diélectriques
θ_s	Angle zénithale d'émission, dans le cas SMMR $\theta_s = 50^\circ$
$VP\hat{G}^0$	Valeur principale de la fonction dyadique de Green à l'ordre zéro
$W'(z'-z'' , z'')$	Transformée de Fourier de $C'(r'-r'')$
ξ	Tenseur intervenant dans l'expression du champ externe
∇	Nabla
\times	Produit vectoriel
$\langle \rangle$	Valeur moyenne
$ $	Module d'un nombre complexe
$*$	Complexe conjugué
\wedge	Indication pour un tenseur
\rightarrow	Symbole pour un vecteur
\Re	Partie réelle d'un nombre complexe

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	16
PREMIERE PARTIE: ETUDE EMPIRIQUE	23
CHAPITRE 1: DESCRIPTION DES DONNEES DE TELEDETECTION	27
A. PRESENTATION DES DONNEES DU SMMR	31
A.1. Le radiomètre SMMR	31
A.1.1. Géométrie	31
A.1.2. Fréquences	33
A.1.3. Angle d'incidence	33
A.2. Les données du SMMR	35
A.2.1. Données utilisées dans ce travail	35
A.2.2. Erreurs de calibration	36
B. LA TEMPERATURE DE BRILLANCE APPARENTE	39
B.1. Température de brillance	39
B.1.1. La conservation de l'énergie et ses conséquences	39
B.1.2. Introduction d'un concept de base	40
B.1.3. Emissivité	40
B.1.4. Température de brillance	41
B.1.5. valeur mesurée par le radiomètre	43
B.1.6. Notion de polarisation	43
B.2. Température de brillance apparente	45
C. INFLUENCE DE L'ATMOSPHERE	47
C.1. La transmission dans l'atmosphère	47
C.2. La température de brillance de l'atmosphère	47
C.3. La température de brillance du ciel	49
C.4. Evaluation qualitative de l'effet de l'atmosphère au dessus de l'Antarctique	51
C.5. Remarque: quel est l'impact d'une chute de neige sur le signal micro- onde?	51
C.5.1. les nuages	53
C.5.2. les précipitations de cristaux de neige	55
C.6. Conclusion	57
D. INFLUENCE DE LA RUGOSITE	59
D.1. Paramètres de rugosité	59
D.2. Critère de rugosité	61
D.3. Etude qualitative de l'effet de la rugosité sur le signal global	63
D.3.1. Notion de profondeur de pénétration	63
D.3.2. Diffusion de surface - diffusion de volume	65
D.3.3. Action de la rugosité	67
D.4. Conclusions	69

E. CARTES DE L'ANTARCTIQUE POUR LES DONNEES SMMR	71
E.1. Signatures spectrales	71
E.1.1. L'amplitude de la température de brillance	71
E.1.2. La différence de polarisation	71
E.1.3. Le gradient en fréquence	73
E.1.4. Résultats de l'étude en composante principale de Fily et Benoist	73
E.2. Cartes de l'Antarctique pour les rapports de polarisation PRs	75
E.3. Cartes de l'Antarctique pour les rapports de gradient en fréquence GRs ..	75
E.4. Conclusions	75

CHAPITRE 2: COMPARAISON ENTRE LES DONNEES DE TERRAIN ET LES DONNEES DE TELEDETECTION81

A. DESCRIPTION DES DONNEES DE TERRAIN	83
A.1. DESCRIPTION DU MANTEAU NEIGEUX	85
A.1.1. Evolution du manteau neigeux	85
- Action de consolidation	
- Les métamorphoses destructive et constructive	
A.1.2. La stratigraphie	89
- Description	
- Phénomènes de surface	
- Modèle simplifié de stratigraphie en Antarctique	
A.2. DESCRIPTION DES RAIDS	95
A.2.1. Nature des données utilisées dans ce travail	95
A.2.2. Description des raids	95
- Raid de la Terre de Wilkes	
- Raid de Mc Murdo à Pôle Sud	
- Raid du shelf de Ross	
- Raid de Mirny à Vostok	
- Raid de Syowa à Pôle Sud	
A.2.3. Etude globale	107
B. COMPARAISON ENTRE LES DONNEES DE TERRAIN ET LES DONNEES SMMR	109
B.1. Description de l'évolution des rapports de polarisation (PR) et des rapports de gradient (GR) tout au long des raids	109
- Le raid de la Terre de Wilkes	
- Le raid Mc Murdo-Pôle Sud	
- Le raid du shelf de Ross	
- Raid Mirny - Vostok	
- Le raid de Syowa à Pôle Sud	
B.2. Comparaison avec les données de terrain	113
B.3. Etude sur l'ensemble des raids	115
B.3.1. Rapports de polarisation, densité et stratification	115
B.3.2. Rapports de gradient et taille de grains	117

DEUXIEME PARTIE: ETUDE THEORIQUE	121
CHAPITRE 1: CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE LA NEIGE	127
A. LES PARAMETRES DESCRIPTIFS DE LA NEIGE	129
A.1. Introduction de la structure de la neige	129
A.2. La constante diélectrique relative de l'air dans la neige	133
A.3. La constante diélectrique relative de la glace pure	133
- Pour la partie réelle	
- La partie imaginaire	
A.4. Constantes diélectriques de la glace contenant des impuretés	137
- Poussières	
- Impuretés ioniques	
- Ce qu'il en est en Antarctique	
- Remarque	
B. LES CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE LA NEIGE	141
B.1. Domaine de validité du modèle	141
B.2. La constante diélectrique de la neige K_{neige} : partie réelle	141
B.3. La constante diélectrique de la neige K_{neige} : partie imaginaire	143
B.4. Tangente de pertes: $\tan \delta$	149
B.5. Atténuation	151
B.6. Coefficients de réflexion	153
CHAPITRE 2: LE MODELE D'EMISSIVITE MICRO-ONDE.	157
A. HYPOTHESE SUR LE MILIEU	159
A.2. Paramètres descriptifs de la neige introduits dans le modèle	159
A.3. Hypothèses sur le milieu neige introduites dans le modèle	161
- Hypothèses	
- Conséquences des hypothèses	
- Le problème physique lié à la neige	
B. DEFINITION DE L'EMISSIVITE	165
B.1. Concept de base - présentation du problème	165
B.2. Rappel de la définition de l'émissivité par la température de brillance	167
B.3. Définition de l'émissivité par le coefficient de diffusion bidirectionnel γ_{ab} ..	167
B.4. Définition de l'émissivité par la réflectivité spectrale	171
B.5. Conclusions	173
C. RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL	175
- Formalisme de la fonction de Green	
C.1. Introduction de l'aspect microscopique: formalisme du champ externe ...	176
- Introduction des discontinuités dans le milieu	
- Formalisme du champ externe	

C.2. Comment sont traduites les interactions entre grains de neige?	178
- Fonction de Green du champ externe, développement en série de Neuman	
- Fonction de Green moyenne du champ externe par la méthode du diagramme	
C.3. Nature des interactions considérées dans le modèle: Approximation bilocale	181
- Approximation bilocale	
- Validité de l'approximation bilocale	
C.4. Retour à l'aspect macroscopique: les équations pour le champ total	183
- Equation normalisée d'ordre zéro et du premier ordre	
- Constante diélectrique effective de la neige	
D. CALCUL DE L'EMISSIVITE	187
D.1. Coefficient bidirectionnel incohérent γ^i	187
- Résumé de la résolution des équations (I) et (II)	
- Calcul de l'émissivité	
D.2. Constante diélectrique effective de la neige	190
D.2.1. Définition (Tsang, Kong et Newton, 1982)	190
D.2.2. Calcul de la constante diélectrique moyenne ou quasi-statique K_0	191
D.2.3. Calcul de la constante diélectrique effective de la neige K_{neige}	191
E. SOLUTION ANALYTIQUE	195
F. SOLUTION NUMERIQUE	199
F.1. Résolution des équations de Riccati et calcul de l'émissivité	199
- Exemple pour le calcul de $f(z)$	
- Conséquences de la résolution des équations de Riccati	
- Détermination des coefficients $\gamma_{\beta\alpha}$ pour l'intervalle $-\infty < z < z_1$	
- Détermination des coefficients $\gamma_{\beta\alpha}$ pour les intervalles $z_k < z < z_{k+1}$	
F.2. Mise au point du programme informatique	205
- Détermination des paramètres du calcul numérique: profondeur z_1 et épaisseur $z_k - z_{k+1}$	
- Temps de calcul	
CHAPITRE 3: LES RESULTATS DU MODELE	211
A. RESULTATS DU MODELE D'EMISSIVITE: MILIEU UNIFORME	213
A.1. ETUDE DE SENSIBILITE	213
A.1.1. Influence des paramètres descriptifs du manteau neigeux	213
- Influence de la température	
- Influence de la taille des grains de neige	
- Influence de la densité	
A.1.2. Etudes de sensibilités aux caractéristiques diélectriques de la glace	219
A.1.3. Conclusions sur l'étude en sensibilité	221
A.2. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE L'ETUDE EMPIRIQUE	222
A.2.1. Influence de la densité sur la différence de polarisation	222
A.2.2. L'effet de la taille des grains sur le gradient en fréquence	222
A.2.3. Conclusions	223

B. RESULTATS DU MODELE D'EMISSIVITE: MILIEU STRATIFIE	225
B.1. ETUDE DE SENSIBILITE: SCHEMAS SIMPLIFIES DE STRATIGRAPHIES	225
B.1.1. Introduction de profil linéaire en densité et taille de grains	225
a. Profil en taille de grains	
b. Profil en densité	
c. Combinaisons de profil en densité et taille de grains	
B.1.2. Introduction d'une couche dans le milieu	233
a. Bases pour la définition d'une croûte de glace	
b. Influence de l'épaisseur d'une croûte de glace en surface	
B.2. ETUDE DE SENSIBILITE: SCHEMAS REELS DE STRATIGRAPHIES	239
B.2.1. Production de stratigraphies aléatoires	239
B.2.2. Etude de sensibilité	243
B.3. RECONSTITUTION DES SIGNATURES SPECTRALES	247
B.3.1. Reconstitutions	247
a. Terre de Wilkes	
b. Traversée de Mac Murdo	
c. Ross Ice Shelf	
C. Conclusions	
CONCLUSION	257
ANNEXES	261
ANNEXE I : Passage des équations pour le champ externe aux équations pour le champ total	261
ANNEXE II : Résolution de l'équation $[L_0 - \langle \xi M \xi \rangle] E_m = 0$	263
ANNEXE III : Résolution de l'équation $L_0 E_r = \xi E_m$	265
ANNEXE IV : Calcul de $C'(r-r')$	268
ANNEXE V : Expression de $W'(u , z')$	269
ANNEXE VI : Expressions des I_1, I_2, I_3 et I_4	270
ANNEXE VII : Solution analytique du modèle	271
ANNEXE VIII : Solution numérique du modèle	274
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	279

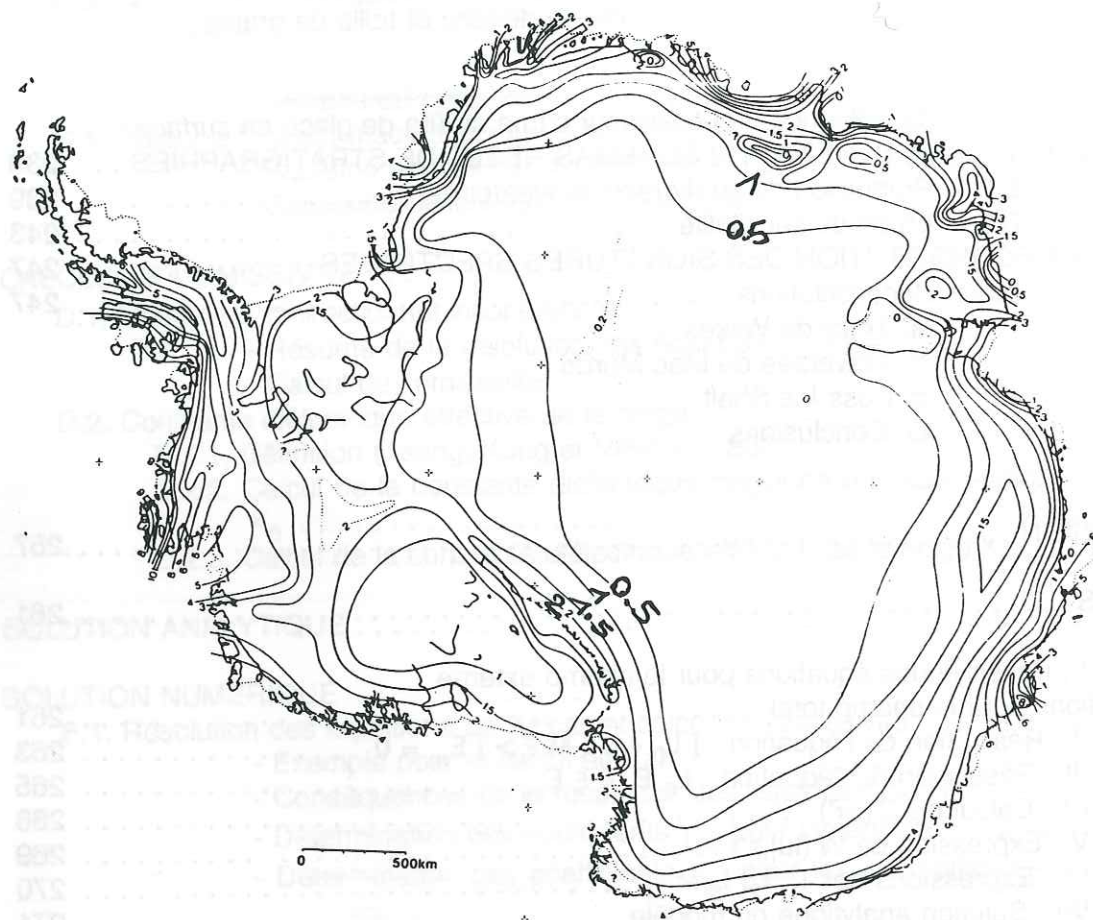


Fig.1. Carte du taux annuel d'accumulation de neige en équivalent eau en l'Antarctique d'après Giovinetto et Bentley (1985), les isovaleurs sont à multiplier par $10 \text{ g. cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$.

INTRODUCTION

Les paléodonnées climatiques (carottages de glace, CLIMAP 1981) et les modèles d'évolution climatique démontrent que les calottes polaires sont particulièrement sensibles aux changements climatiques globaux (IPCC, 1990). De plus elles jouent un rôle capital sur le niveau des mers (Fairbanks, 1989). Cependant il est impossible de déterminer actuellement l'impact qu'aurait un réchauffement de la planète sur le bilan de masse de l'Antarctique. Le terme positif du bilan de masse des calottes polaires est l'accumulation de neige, le terme négatif est constitué par l'écoulement de la glace vers les océans. Dans le cas particulier de l'Antarctique, la fonte de la neige est relativement faible. La figure 1 est une carte du taux annuel d'accumulation de neige en Antarctique. L'équivalent en eau du total des précipitations est évalué à 2000 km^3 par an, avec 30% d'incertitude. Nous ne savons donc pas aujourd'hui si l'Antarctique grossit ou diminue.

La taille de l'Antarctique et l'hostilité de son environnement, qui expliquent que les stations permanentes sont essentiellement situées sur la côte (figure II), limitent la quantité de données de terrain disponibles. Seule la télédétection satellitaire est en mesure de fournir des informations sur des échelles géographiques aussi grandes que celles de l'Antarctique, et d'en effectuer un suivi régulier dans le temps. Les mesures micro-ondes sont particulièrement adaptées à ce type d'étude car, contrairement aux mesures dans les domaines du visible et de l'infrarouge, elles ne sont pas limitées par les conditions d'ensoleillement et sont quasiment indépendantes de la couverture nuageuse.

Lorsque la neige est sèche, les micro-ondes pénètrent dans le manteau neigeux jusqu'à quelques mètres de profondeur et fournissent des informations de volume sur sa morphologie.

La structure du manteau neigeux est le reflet de son histoire : processus de dépôt et métamorphisme sont fonctions des conditions climatiques (température, précipitations, vent). Le manteau neigeux est alors caractérisé par plusieurs paramètres physiques qui dépendent de la profondeur : la température, la densité, la taille et la forme des grains principalement. Ces paramètres déterminent la signature spectrale micro-onde de la neige et dans un premier temps nous cherchons à les évaluer à partir des données de télédétection disponibles.

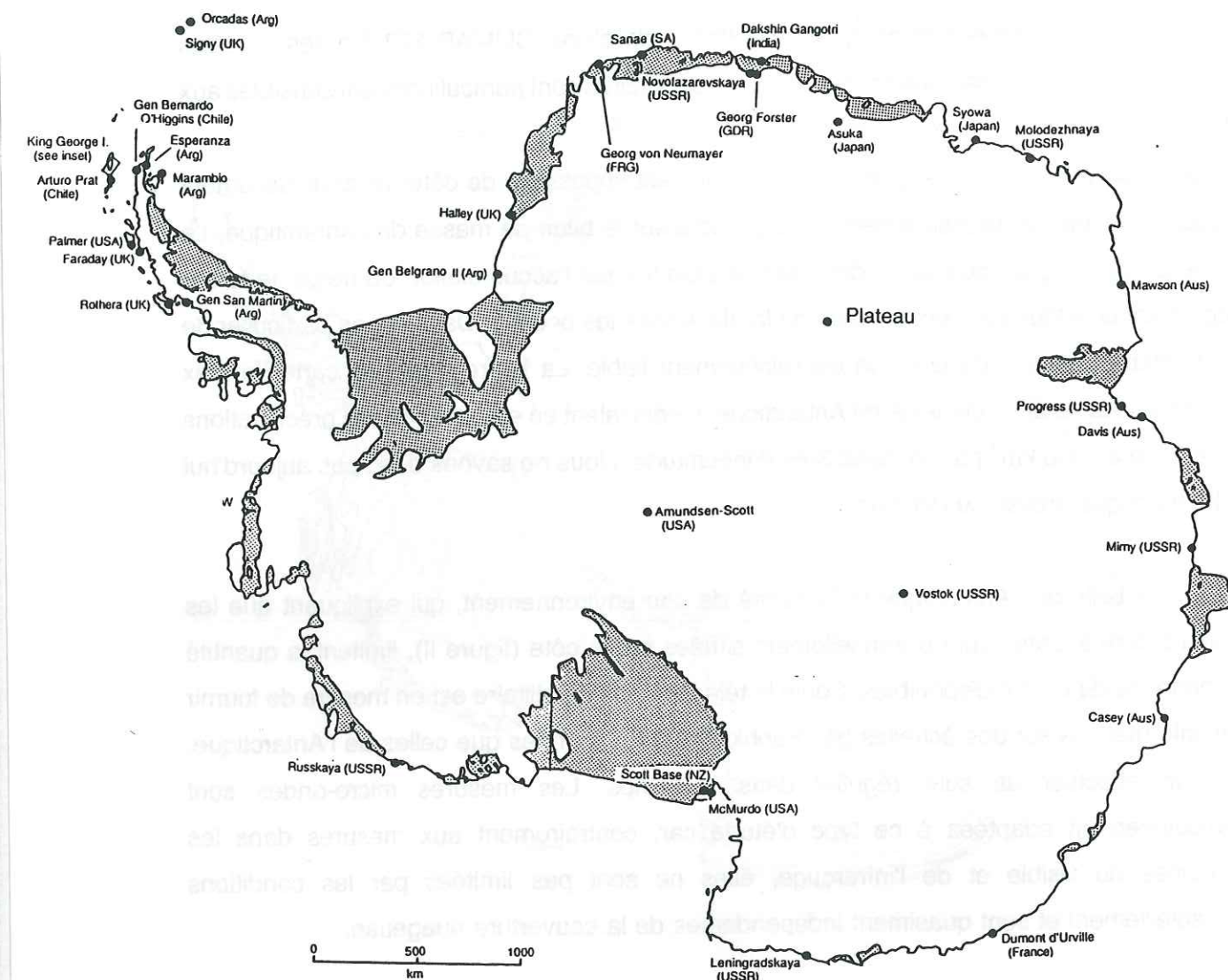


Fig.II. Localisation des stations en Antarctique.

Un grand nombre de données de télédétection ont été acquises dans le domaine des micro-ondes, en particulier celles des radiomètres des satellites américains Nimbus-7 (1978-1986) et du Defense Meteorological Satellite Program (1988-..), puis celles des radars du satellite ERS1 (European Research Satellite, 1991-..) et du satellite Japonais JERS (Japanese Earth Research Satellite, 1992-..). De nombreux programmes sont prévus pour les années à venir avec: le Radarsat Canadien, le programme américain EOS (Earth Observing System) et le Radar 2000 (développé par le CNES). La disponibilité de toutes ces données justifie les travaux de recherche quant à leur interprétation.

Les données utilisées dans ce travail proviennent du radiomètre SMMR (Scanning Multichannel Microwave Radiometer) monté à bord de Nimbus-7, qui a fonctionné de 1978 à 1986. La faible résolution au sol des données du radiomètre (quelques dizaines de kilomètres) n'est pas un handicap pour l'Antarctique. Le système de balayage permet d'en obtenir rapidement et régulièrement une couverture globale.

L'interprétation des données de télédétection nécessite la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et leur modélisation. D'une part, les mesures de terrain permettent de déterminer les paramètres réalistes qui doivent être pris en compte dans les modèles. D'autre part, pour bien interpréter les données satellitaires, il est important de réaliser des modèles qui rendent compte, de la façon la plus réaliste possible, des paramètres mis en jeu dans la neige. Actuellement, aucun modèle ne traduit correctement les effets de stratifications, d'anisotropie (forme des grains de neige) ou encore de rugosité du milieu (Rott et Sturm, 1991).

La méthodologie appliquée dans ce travail de recherche réside donc dans l'interaction entre une approche empirique, Partie I (comparaison entre des mesures des caractéristiques de la neige et les données de télédétection micro-onde) et une approche théorique, Partie II (modélisation des énergies émises par la neige et comparaison des résultats à ceux de l'étude empirique).

PARTIE I

APPROCHE EMPIRIQUE

INTRODUCTION

En introduction à cette partie empirique, il est intéressant de faire quelques rappels des connaissances actuelles dans l'interprétation des données de télédétection sur la neige en général.

L'étendue, l'albédo, l'épaisseur et la densité de la neige sont les principaux paramètres d'un couvert neigeux d'un point de vue climatique et hydrologique. La teneur en eau liquide, la morphologie, en particulier la taille et la forme des grains de neige, et la stratification sont également importants dans le domaine des micro-ondes.

Dans un rapport de l'European Space Agency, Rott et al. (1988) présentent le résumé le plus complet des connaissances actuelles sur les signatures spectrales micro-ondes des neiges alpines. La compilation des données de télédétection actives et passives (dont on verra la définition dans le chapitre 1) montre quatre signatures distinctes: 1) pas de neige, 2) neige sèche (Hiver), 3) neige mouillée et 4) croûte de regel (au dessus d'une neige mouillée). Les deux types d'instruments, actifs et passifs, sont nécessaires pour séparer clairement ces quatre situations. Il est possible de déterminer l'épaisseur d'une croûte de neige en surface par radiométrie et aussi par radar. On ne trouve de lien entre l'équivalent en eau d'une couche de neige sèche et les mesures de télédétection que si les épaisseurs de neige sont limitées.

D'autre part, selon Rott et Sturm (1991), les mesures passives et actives (bandes de fréquences X et C) sur la neige sèche de l'Antarctique montrent que la stratification agit fortement sur le signal. De plus, le même type de mesures (Rott et Sturm, 1991; Ulaby et al., 1981) sur la neige sèche des Alpes indiquent que les conditions du sol (caractéristique diélectrique et rugosité) influencent également le signal.

Des études sur les plaines de l'Alaska montrent que la présence de givre de profondeur, appelé neige en gobelets en raison de la forme particulière des cristaux, affecte également le signal (Hall et al., 1986).

CHAPITRE 1

DESCRIPTION DES DONNEES DE TELEDETECTION



CHAPITRE 1
DESCRIPTION DES DONNEES
DE TELEDETECTION

CHAPITRE 1

DESCRIPTION DES DONNEES
DE TELEDETECTION

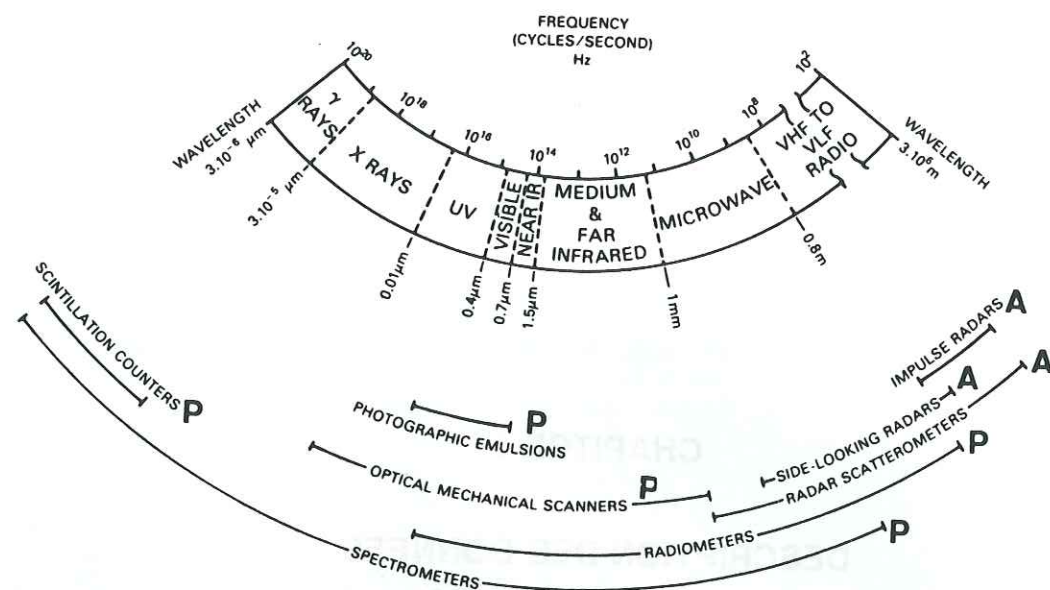
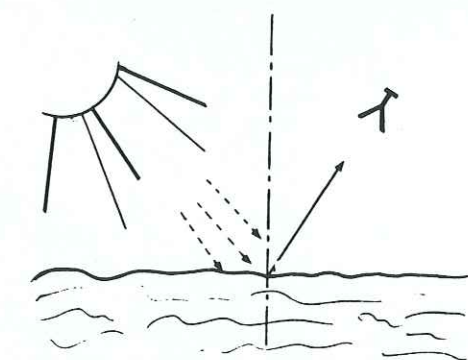
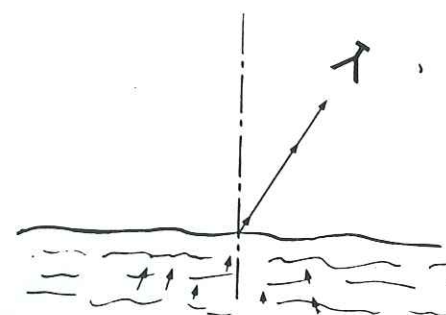


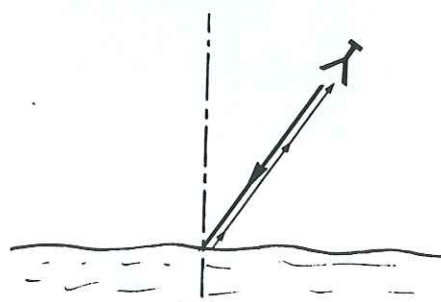
Fig.1.1 : Description du spectre électromagnétique et les différents instruments de télédétection associés (d'après Alison et al., 1978) ; (P) pour les instruments passifs et (A) pour les instruments actifs.



a. Mesure du rayonnement solaire réfléchi par la scène.



b. Mesure de l'émission naturelle du milieu.



c. Mesure du rayonnement rétrodiffusé par le milieu.

Fig.1.2 : Configuration pour les deux modes de télédétection : a. et b. télédétection passive, c. télédétection active.

DESCRIPTION DES DONNEES DE TELEDETECTION

La télédétection rassemble l'ensemble des connaissances et des techniques utilisées pour déterminer des caractéristiques physiques, chimiques et biologiques d'objets par des mesures effectuées à distance, sans contact matériel avec les objets. Nous nous limiterons ici à la terre vue de l'espace (avion ou satellite).

La figure 1.1 présente les diverses bandes de fréquence du spectre électromagnétique et les appareils de mesures utilisés en télédétection et leur mode de fonctionnement.

On distingue deux types d'instruments :

- les dispositifs passifs (P) qui se contentent d'enregistrer l'énergie naturelle provenant de la terre ; il s'agit soit de mesurer le rayonnement solaire réfléchi par la scène dans une direction (fig.1.2a), on parle alors de réflexion bidirectionnelle (domaine du spectre solaire, par exemple la photographie), soit de mesurer le rayonnement émis naturellement (fig.1.2b) par la surface dans une direction définie (domaine de l'infrarouge thermique ou des hyperfréquences, par exemple radiomètre)
- les dispositifs actifs qui font appel à une source d'énergie artificielle (Radar, Laser, etc...), on mesure alors le rayonnement rétrodiffusé par la surface (fig.1.2c).

A la nature des sources près, les méthodes utilisant soit le rayonnement solaire soit une source artificielle sont identiques dans leur principe de base. Au niveau des concepts, la méthode mesurant le rayonnement émis naturellement en l'absence de source d'énergie peut être reliée aux deux précédentes. On en verra la raison lors de la définition de la nature de l'émission.

Les données utilisées dans ce travail proviennent du radiomètre SMMR (Scanning Multichannel Microwave Radiometer), dispositif passif qui mesure la quantité d'énergie émise naturellement par le milieu. Le SMMR était monté à bord du satellite Nimbus-7, qui a fonctionné de 1978 à 1986. Il travaillait dans le domaine des micro-ondes ou hyperfréquences dont la bande passante se situe entre 400 MHz et 300 GHz soit de 1 mm à 0.8 m de longueur d'onde (fig.1.1).

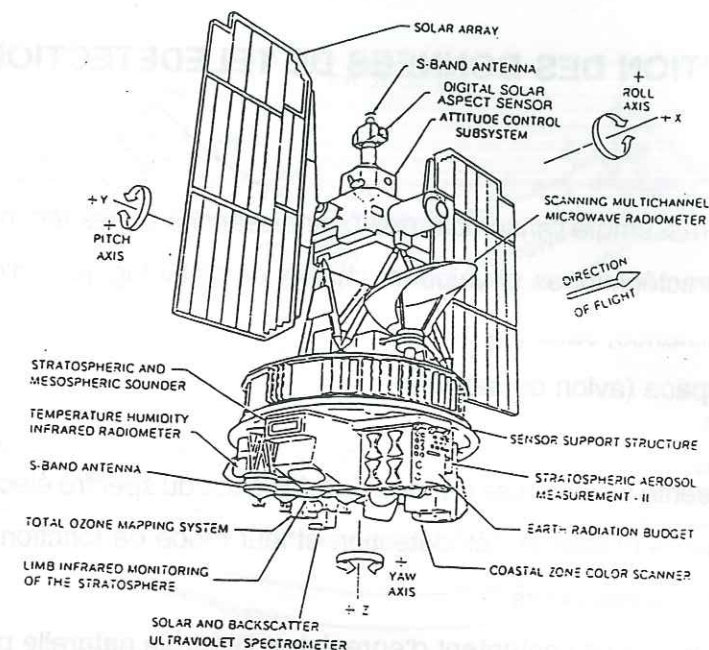


Fig.1.3 : Figure schématique de Nimbus-7 et montrant des instruments embarqués.

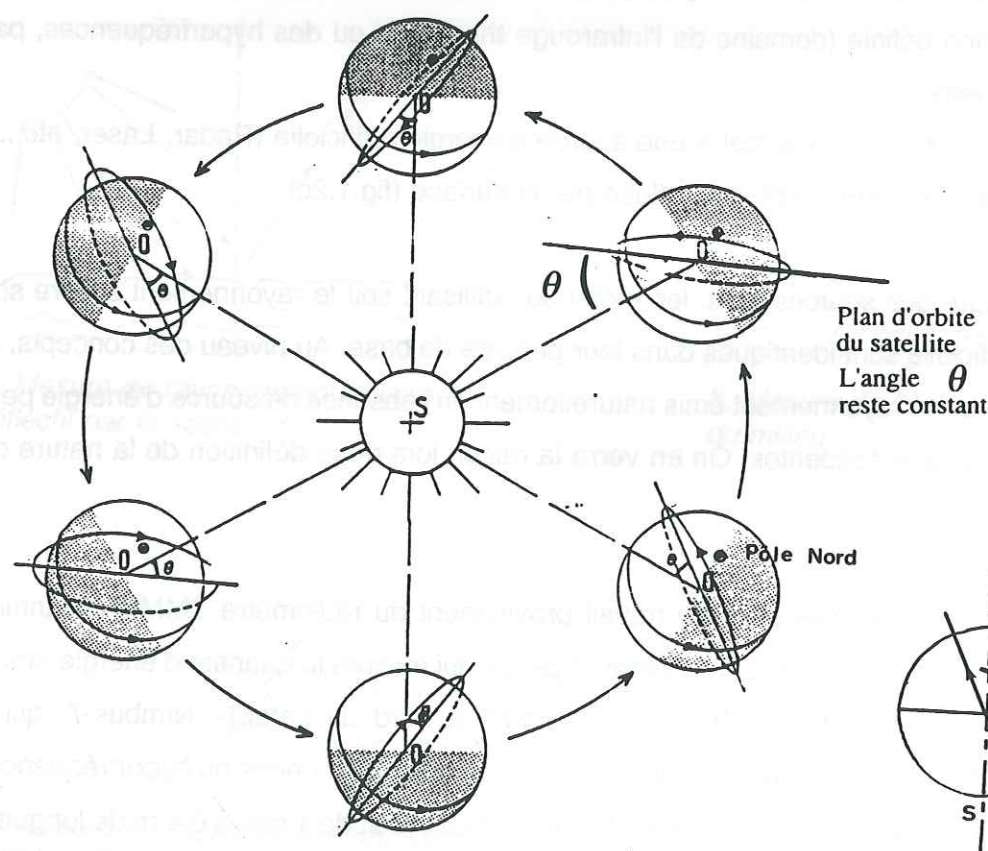


Fig.1.4 : Orbite d'un satellite héliosynchrone ; schématisation de sa course autour du soleil. Indication du plan d'orbite du satellite θ et de l'angle d'inclinaison i et également les sens de rotation de la terre autour du soleil, de la terre sur elle même et du satellite sur son Orbite.

A. PRESENTATION DES DONNEES DU SMMR

A.1. Le radiomètre SMMR

L'objectif premier de Nimbus 7 était de fournir des informations sur le bilan radiatif du globe. A cet effet, plusieurs instruments, dans différentes gammes de longueur d'onde, étaient montés à bord dont le SMMR (fig.1.3).

Le SMMR avait été conçu pour déterminer les températures et la vitesse du vent à la surface de l'océan, le profil de vapeur d'eau dans l'atmosphère, l'étendue de la glace de mer et pour observer les calottes polaires. Pour des raisons d'économie d'énergie, ce capteur fonctionnait un jour sur deux, et fournissait une couverture globale de la terre tous les six jours et une couverture globale de l'Antarctique en un jour (sa période de rotation est de 104.08 minutes). Le radiomètre effectuait des mesures de température de brillance sur 10 canaux, à cinq fréquences - 6.6, 10.7, 18, 21 et 37 GHz - et aux deux polarisations horizontale et verticale, ceci avec un angle d'incidence au sol par rapport à la verticale de 50° (tableau 1.1).

A.1.1. Géométrie

Le satellite Nimbus-7 est en orbite héliosynchrone. C'est à dire que le plan orbital du satellite reste fixe par rapport au plan orbital de la Terre autour du Soleil (fig.1.4). La Terre dans son mouvement autour du soleil effectue une rotation complète de 360° en 365 jours, soit environ un degré par jour. En choisissant une orbite telle que le mouvement de précession du satellite, dû au renflement équatorial de la terre, soit rétrograde et égal à environ un degré par jour, nous obtenons une orbite héliosynchrone. C'est à dire que le satellite passe au-dessus d'un point géographique quelconque à la même heure locale. En contrepartie ce type d'orbite ne peut pas passer au dessus des pôles de la terre.

L'inclinaison du satellite, donnée par l'angle entre le plan orbital de celui-ci et le plan de l'équateur, est de 99.3° (fig.1.4). Il ne passe donc pas au delà de 80.7 degré de latitude (Nord et Sud). Néanmoins la fauchée du SMMR qui est un capteur à balayage (fig.1.5) est de 780 km, soit 390 km de par et d'autre de sa position. Au niveau des pôles, en considérant la sphéricité de la terre, 10° de latitude correspondent approximativement à 1100 km au sol. Par conséquent, 390 km représentent environ 3.6° de latitude. Les mesures au sol peuvent donc

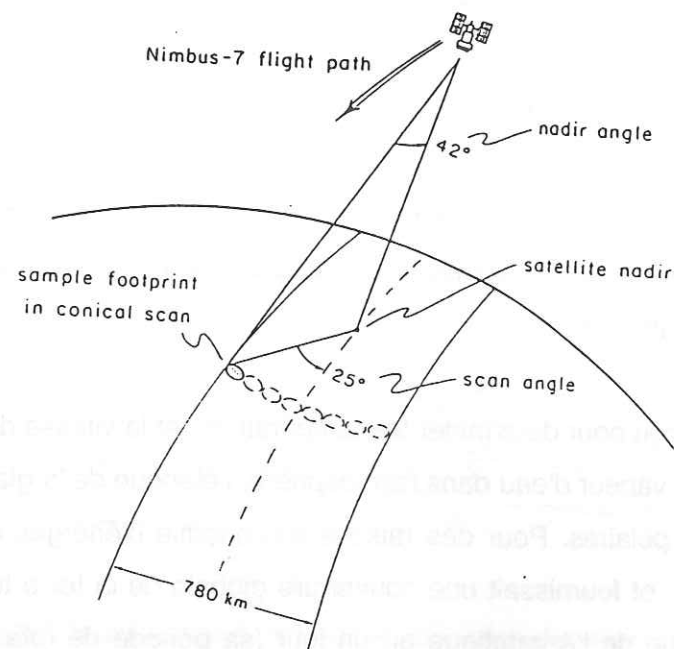


Fig.1.5 : Géométrie du balayage du SMMR et de sa fauchée.

N° canal	1 2	3 4	5 6	7 8	9 10
Polarisation	H V	H V	H V	H V	H V
Longueur d'onde (en mm)	8.	14.3	16.6	28.	45.4
Fréquence (en Hz)	37.	21.	18.	10.7	6.6
Résolution au sol (en km)	30.	60.	60.	97.5	156.

Tableau 1.1 Quelques caractéristiques des données SMMR (d'après Gloersen et Barath, 1977).

être effectuées jusqu'à 84° de latitude. Ce qui permet au SMMR de couvrir une grande partie des régions polaires. La zone non couverte est un cercle de 1200 km de diamètre centrée sur chacun des pôles.

Les mesures à partir du SMMR sont effectuées selon un balayage conique frontal qui permet d'avoir un angle d'incidence constant et également une surface au sol de taille constante (fig.1.5). L'angle d'inclinaison pour la mesure est de 42° par rapport à la verticale. En tenant compte de la courbure terrestre, l'angle au sol est de 50° par rapport à la verticale locale.

L'altitude du satellite est de 950 km par rapport au niveau de la mer. Selon la fréquence, la tâche au sol (ou pixel) est plus ou moins grande, voir Tableau 1.1. Cette faible résolution au sol n'est pas un inconvénient pour l'étude de l'Antarctique dont la superficie est de 15 millions de km² soit 30 fois la superficie de la France.

A.1.2. Fréquences

Le choix des fréquences est déterminé par leur utilisation. Les fréquences 6.6, 10.7, 18 et 37 GHz sont généralement utilisées pour l'étude de la surface, car elles sont peu affectées par les composantes de l'atmosphère. Par contre la fréquence 21 GHz, proche d'une bande d'absorption de la vapeur d'eau centrée sur 22.2 GHz, est utilisée pour déterminer la concentration en vapeur d'eau de l'atmosphère. Toutefois selon Ulaby et al. (1981 vol1), les canaux 18 et 37 GHz sont affectés par les précipitations liquides. D'autre part pour les fréquences 18 et 37 GHz, l'onde pénètre peu dans le milieu, elles sont donc très sensibles à la surface.

On verra dans la suite que, compte tenu des conditions climatiques du plateau Antarctique dont l'altitude est supérieure à 2000 m, l'atmosphère est transparente pour ces cinq fréquences.

A.1.3. Angle d'incidence

L'angle d'incidence au sol, fixé à 50°, correspond approximativement à θ_b , angle de Brewster de la neige. Soit n_1 et n_2 les indices de réfraction de l'air et de la neige, θ_b est défini

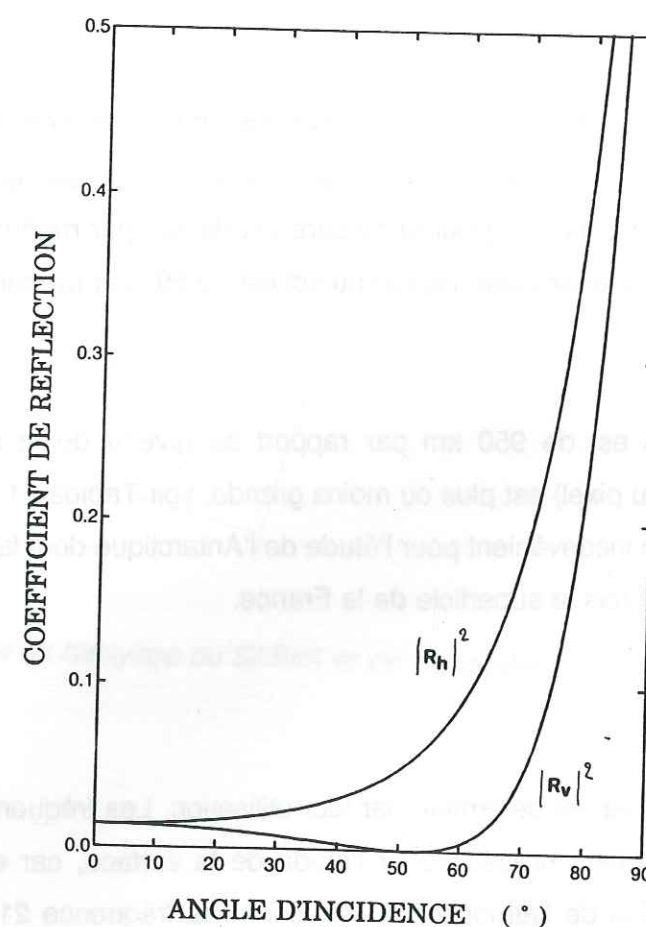


Fig.1.6 : Coefficients de réflexion de Fresnel en polarisation horizontale et verticale en fonction de l'angle d'incidence, dans un cas de neige de densité 0.3, de taille de grains de neige de 0.5mm et de température 250 K.

par :

$$\tan \theta_b = \frac{n_2}{n_1} \quad (1)$$

Dans le cas d'une surface de neige sèche, n_1 de l'air est égal à 1 et n_2 de la neige est complexe, en prenant seulement la partie réelle qui vaut approximativement $n_2 \approx 1,5$, on en déduit que $\theta_b = 56^\circ$.

Si l'on tient compte de la partie complexe de n_2 , θ_b est compris entre 50° et 55° . Le taux de polarisation est maximal à l'angle de Brewster. Les informations apportées par les deux polarisations verticale et horizontale permettront donc de mieux mettre en évidence les propriétés spectrales de la neige (milieu observé).

Pour les milieux à pertes diélectriques, le coefficient de réflexion en polarisation verticale est nul ou minimal pour θ_b . Pour cette polarisation, on minimise ainsi l'effet de la réflexion de surface. Ce point sera abordé dans le paragraphe "notion de rugosité".

La figure 1.6 représente en fonction de l'angle d'incidence au sol les coefficients de réflexion en polarisation verticale et horizontale pour la neige. Ces valeurs sont calculées à partir du modèle de constante diélectrique de la neige, proposé par Stogryn (1986) développé dans la seconde partie de ce travail.

A.2. Les données du SMMR

A.2.1. Données utilisées dans ce travail

Jusqu'en Juillet 1992, nous disposions au LGGE de quelques séries de données SMMR orbitales constituant une couverture globale de l'Antarctique. Les données étaient présentées sous forme de tableau pour chaque fréquence. La taille des pixels varie selon la fréquence (Tableau 1.1). Elles représentent les données pour quatre périodes de trois jours de l'année 1981, réparties selon les quatre saisons, en janvier (jours juliens 21-22-23), avril (94-95-96), juillet (190-191-192) et novembre (304-305-306). Pour six années supplémentaires les données de novembre 1979, 1980, 1982, 1983, 1984 et 1985 (jours 304-305-306) sont disponibles.

Le satellite ne passant pas systématiquement à chaque endroit au cours de son orbite, une interpolation bilinéaire pondérée a été effectuée pour chacune de ces périodes de trois jours. Nous n'avons pas tenu compte des données concernant la zone côtière de l'Antarctique car les rochers (ou sol nu) ou la mer sont susceptibles d'interférer avec les mesures de neige. La grille de données sur laquelle nous avons travaillé est de $100 \times 100 \text{ km}^2$. Cette résolution

a été choisie en fonction de la taille des pixels les plus grands (à 6.6 GHz) et des recouvrements dus au fait que l'on moyenne les données sur trois jours. En résumé, pour chaque pixel de 100 x 100 km² sur l'Antarctique, nous ne disposons que de quatre dates de mesure pour l'année 1981 et d'une seule date pour les autres années.

L'étude empirique a été basée sur les mesures de température de brillance de novembre 1981 (jours 304-305-306). L'étude statistique de Fily et Benoist (1991) a montré que la répartition spatiale des données ne varie pas au cours d'une année ni d'ailleurs pour la période étudiée de 1979 à 1985. La température de brillance dépend fortement de la température du milieu, les valeurs absolues présentent des fluctuations à cause des variations de température. Pour amoindrir les phénomènes de fluctuations saisonnières (de température), nous avons choisi les données de novembre car à cette période de l'année, la température de surface est voisine de la température moyenne annuelle. La température à 10m de profondeur correspond généralement à la température moyenne annuelle (Zwally, 1977).

Depuis juillet 1992, l'équipe "télédétection" a fait l'acquisition de l'ensemble des données SMMR sur les huit années de son fonctionnement sur CD-ROM. Il s'agit de moyennes journalières. Les données des CD-ROM ont été utilisées dans l'étude théorique pour comparer avec les résultats du modèle car elles sont mieux étalonnées comme nous le verrons ci-dessous.

A.2.2. Erreurs d'étalonnage

Au cours du fonctionnement du SMMR, un certain nombre d'erreurs ont été relevées. Il s'agit principalement de problèmes liés (Francis, 1988) à la conception du dispositif, à une étalonnage inadéquat, à une mauvaise anticipation des différentes opérations et à une dérive de la étalonnage dans le temps. Les erreurs n'ont pas la même portée selon la position du satellite en orbite ; nous avons donc réalisé une évaluation qualitative des erreurs pour les mesures faites au dessus de l'Antarctique.

Comme l'appareil ne fonctionne qu'un jour sur deux, le délai nécessaire à la stabilisation des températures des dispositifs constitue la cause principale des erreurs de mesure de rayonnement. L'erreur est de + 2 K au maximum pour les cinq premières orbites. Au delà la température des appareils se trouve stabilisée.

La étalonnage à froid (ou référence) se fait vers l'espace froid. Or pour certaines parties d'orbite, le satellite était illuminé par le soleil. Dans ce cas, la température de étalonnage à froid est supérieure de + 2 K supérieure à la référence (espace froid) pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz et inférieure de - 1 K pour 18, 21 et 37 GHz. Ces erreurs vont donc augmenter de 3 K les différences de comportement entre les fréquences 6.6 et 37 GHz.

Par suite de modifications dans la position du satellite, l'angle d'incidence a évolué entre 50.3° et 50.7°, conduisant à un écart de 1 K environ sur les températures de brillance.

Toutes ces erreurs sont donc liées à la position du satellite par rapport au soleil et à sa position en orbite. Ces erreurs sont répétitives mais ne s'additionnent pas, c'est pourquoi au cours d'une année de fonctionnement, on n'observe quasiment aucune variation globale. Le vieillissement des dispositifs a entraîné une dérive des appareils de +2 K sur 9 ans, sauf pour le 21 GHz où elle est de 40 K.

Pour chacune des ces erreurs, E. Francis a proposé des algorithmes de correction (1988). Malheureusement, on ne peut pas appliquer ces corrections, car il faudrait connaître les températures apparentes des antennes, informations dont on ne dispose pas.

Ces erreurs n'ont pas la même amplitude aux divers endroits de la Terre. Lors du dépouillement des données, elles doivent toutes être considérées lorsque l'on s'attache à des couvertures globales de la terre ou encore à des valeurs de température de brillance dans l'absolu à moins de quelques Kelvin.

Les données dont nous disposons pour l'étude empirique n'ont pas été corrigées ; car nous nous sommes surtout attachés aux variations spatiales relatives des températures de brillance et nous avons limités l'interprétation à l'aspect qualitatif des variations.

Nos conclusions sont donc indépendantes de ces erreurs.

Par ailleurs, le canal 21 GHz ayant présenté de forts dysfonctionnements, nous ne l'avons pas utilisé au cours de cette étude.

Pour la comparaison avec les résultats du modèle (étude théorique), les données utilisées (celles des CD-ROM) ont été corrigées pour les fréquences 6.6, 18 et 37 GHz. Les corrections tiennent compte des erreurs indiquées précédemment (Gloersen et al., 1991). Les données de 10 GHz ont apparemment un comportement différent des précédentes, elles n'ont donc pas été corrigées.

B. LA TEMPERATURE DE BRILLANCE APPARENTE

B.1. Température de brillance

Le radiomètre est un instrument de la télédétection passive : c'est à dire qu'il mesure une quantité d'énergie émise naturellement par la surface étudiée.

B.1.1. La conservation de l'énergie et ses conséquences

La radiation incidente sur un corps réel se décompose en une partie absorbée par celui-ci, une partie transmise et une autre réfléchie. Pour chaque fréquence, l'équilibre thermodynamique permet d'écrire la relation suivante :

$$a + \rho + t = 1 \quad (2)$$

où a , ρ et t sont les coefficients spectraux d'absorption, de réflexion et de transmission traduisant le rapport puissance absorbée (ou réfléchie ou transmise) sur la puissance incidente.

Lorsque le milieu est semi-infini ou si l'on considère une épaisseur suffisante pour les milieux présentant des pertes diélectriques (milieu non conducteur), ce qui est le cas pour la neige en Antarctique,

$$t = 0 ,$$

On a donc

$$a + \rho = 1 \quad (3)$$

La radiation incidente, c'est à dire l'énergie diffusée par le soleil (directement ou indirectement au travers de l'atmosphère), est donc en partie absorbée par le milieu considéré (ici la neige). La température du milieu doit augmenter, mais pour conserver l'équilibre thermodynamique, l'énergie absorbée provoque à l'échelle atomique et moléculaire des transitions de niveaux d'énergie (agitation thermique), telles que le milieu à son tour émette sa propre énergie. Par conséquent, selon la loi de Kirchhoff, le milieu émet tout ce qu'il a absorbé. On appelle e l'émissivité telle que :

$$e = a \quad (4)$$

La nature des sauts d'énergie détermine la fréquence d'émission. Elle dépend de la température et du type de constituants du milieu. C'est en ce sens que cette émission est intéressante car elle résulte des caractéristiques du milieu.

B.1.2. Introduction d'un concept de base

Si l'on reconsidère l'équation à l'équilibre thermique, on a donc la définition suivante :

$$e = 1 - \rho \quad (5)$$

Cette définition est importante car elle est à la base du développement théorique et permet d'introduire le concept dont j'ai parlé dans l'introduction. Déterminer l'énergie émise revient à déterminer la réflectivité spectrale, c'est à dire qu'au lieu de considérer l'émission du milieu, on va considérer la réflexion d'un champ électromagnétique provenant de tout l'espace sur ce milieu, que l'on va ensuite retrancher à l'énergie totale.

B.1.3. Emissivité

Pour quantifier l'émission thermique ou émissivité d'un corps réel, on introduit le concept du corps noir. Le corps noir est un corps idéal qui absorbe toutes les radiations incidentes à toutes les fréquences et ne réfléchit rien. L'absorbance du corps noir a est égale à 1. Selon la loi de Kirchhoff, il constitue un radiateur parfait ($e = 1$) et émet suivant la loi de Planck. La radiation du corps noir ne dépend pas de la direction d'observation, il s'agit d'une radiation homogène et isotrope, ce qui n'est pas le cas d'un corps réel.

Les matériaux réels émettent moins que le corps noir et l'intensité spécifique émise dépend généralement de la direction et de la polarisation. Bien que l'émissivité soit à la base une notion d'optique traduite par les lois de Kirchhoff, elle fut adaptée par Rutgers (1958) en une relation induisant les effets de polarisation. L'émissivité, pour une polarisation α , dans la direction définie par l'angle zénithal θ et l'angle azimutal φ , est définie par le rapport entre la luminance du corps considéré $Lum_{\alpha}(\theta, \varphi)$ et la luminance du corps noir $Lum_{0\alpha}$ dans les mêmes conditions de température, de fréquence :

$$e_{\alpha}(\theta, \varphi) = \frac{Lum_{\alpha}(\theta, \varphi) \text{ du milieu considéré}}{Lum_{0\alpha} \text{ du corps noir}} \quad (6)$$

$Lum_{\alpha}(\theta, \varphi)$ luminance d'un corps est définie comme l'intensité émise par un élément de surface apparente $dS \cos \theta$ dans la direction indiquée par θ et φ . Le corps noir émet la même intensité pour les deux polarisations soit : $e_V = e_H = 1$

B.1.4. Température de brillance

Comme le corps noir émet une radiation indépendante de la fréquence et de la température, selon l'approximation de Rayleigh-Jeans pour la polarisation α , on définit la luminance $Lum_{0\alpha}$ comme :

$$Lum_{0\alpha} = \frac{k_B T_{milieu}}{\lambda^2} \text{ en } W sr^{-1} m^{-2} Hz^{-1} \quad (7)$$

λ la longueur d'onde dans le vide,

k_B constante de Boltzman

et T_{milieu} la température du corps noir, en Kelvin, identique à celle du corps considéré.

L'approximation de Rayleigh-Jeans est valable pour $\frac{h f}{k_B T} \ll 1$ avec h constante de

Boltzman, soit pour $T = 300 K$, une fréquence $f \ll 10^{12} Hz$. Cette approximation est donc toujours vérifiée dans le domaine des micro-ondes.

D'après la définition précédente, la luminance $Lum_{\alpha}(\theta, \varphi)$ de l'objet observé est :

$$Lum_{\alpha}(\theta, \varphi) = \frac{k_B TB_{\alpha}(\theta, \varphi)}{\lambda^2} \text{ en } W sr^{-1} m^{-2} Hz^{-1} \quad (8)$$

TB_{α} est la température de brillance à la polarisation α .

La température de brillance est une quantité de mesure de l'énergie, en effet :

$$TB_{\alpha}(\theta, \varphi) = Lum_{\alpha}(\theta, \varphi) \frac{\lambda^2}{k_B} \quad (9)$$

Lorsque le milieu n'est pas isotherme mais que l'on peut établir une température équivalente alors :

$$e_{\alpha}(\theta, \varphi) = \frac{TB_{\alpha}(\theta, \varphi)}{T_{milieu}} \quad (10)$$

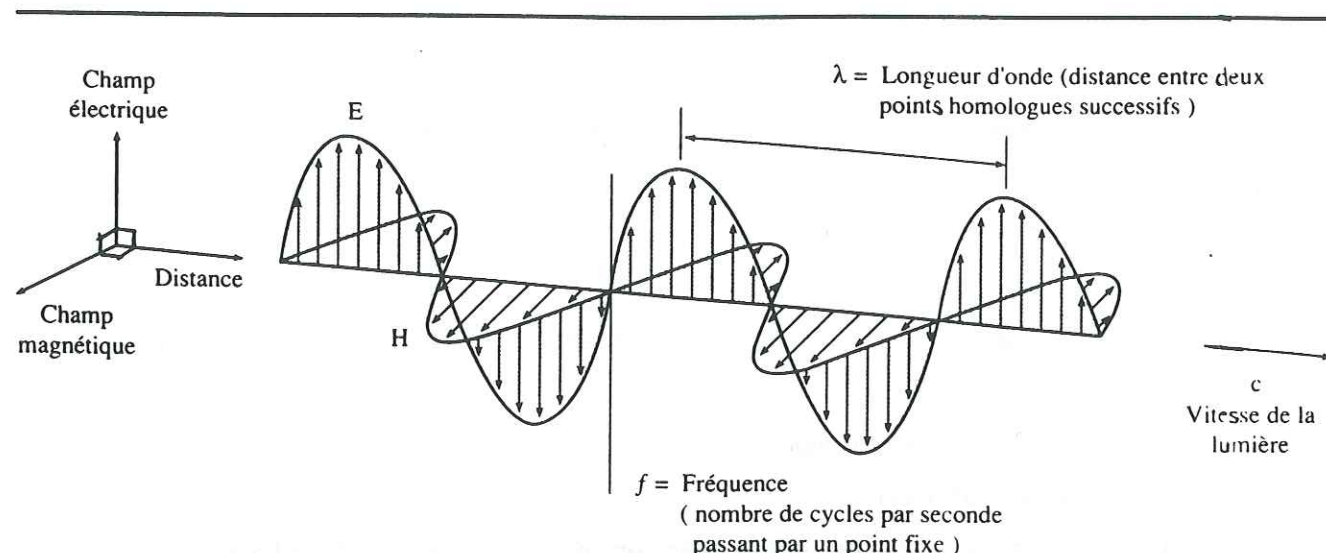


Fig.1.7 : Représentation du champ électromagnétique par le vecteur champ électrique E et le vecteur champ magnétique H selon sa direction de propagation à l'instant t .

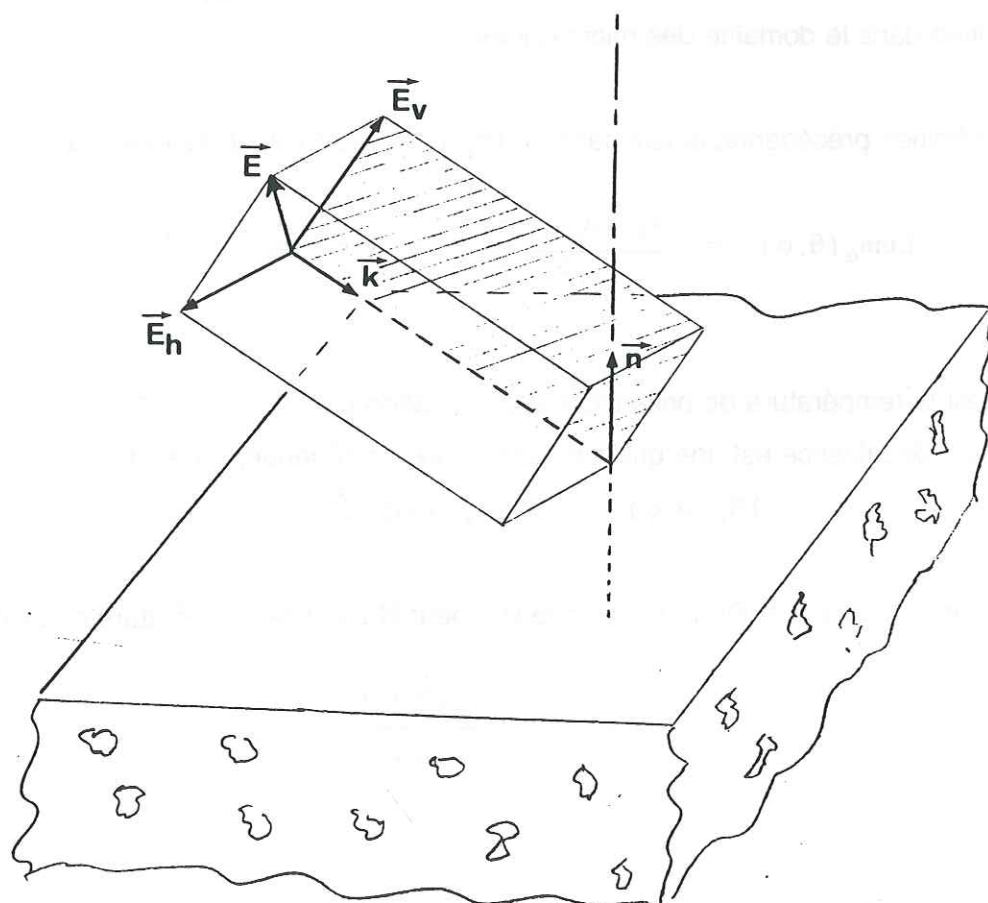


Fig.1.8 : Décomposition du vecteur champ électrique E en un vecteur de polarisation horizontale E_H et un vecteur de polarisation verticale E_V ; le plan hachuré est le plan d'incidence contenant le vecteur normal à la surface n et le vecteur de direction de propagation k .

B.1.5. valeur mesurée par le radiomètre

Le radiomètre mesure en fait une quantité d'énergie dans un laps de temps défini. De là on obtient la puissance telle que :

$$P_{radio} = k_B T B_w$$

où k_B est la constante de Boltzman, et B_w correspond à la largeur de bande du radiomètre (Ulaby et al., 1981 vol1). Comme B_w et la constante de Boltzman sont connues, on peut déduire la température de brillance de la mesure.

B.1.6. Notion de polarisation

Une onde électromagnétique est représentée par deux vecteurs perpendiculaires indissociables, dont l'amplitude varie périodiquement avec le temps : le champ électrique E et le champ magnétique H . La direction de propagation de cette onde est perpendiculaire au plan défini par ces deux vecteurs (fig.1.7).

A tout moment, le champ E peut être alors décomposé en un vecteur de polarisation verticale et un vecteur de polarisation horizontale, tels que (fig.1.8) :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_h + \vec{E}_v \\ \vec{E} &= E_h \vec{h} + E_v \vec{v} \end{aligned} \quad (11)$$

avec E amplitude du champ électrique et, \vec{h} et \vec{v} vecteurs unitaires de polarisation horizontale et verticale.

La polarisation horizontale est telle que le vecteur E_h est perpendiculaire au plan d'incidence : plan formé par le rayon incident et la normale à la surface (fig.1.18). La polarisation verticale est telle que le vecteur E_v est contenu dans le plan d'incidence, fig.1.18.

Une onde cohérente sera totalement polarisée, par exemple l'émission laser ou radar. Une onde incohérente peut être partiellement polarisée (c'est notre cas : agitation thermique). Cela signifie en fait qu'au travers de l'aspect aléatoire (incohérent de l'agitation thermique), statistiquement on retrouve la décomposition de l'onde en une onde de polarisation verticale et une onde de polarisation horizontale.

Dans le domaine des micro-ondes passives, tous les appareils de mesures sont

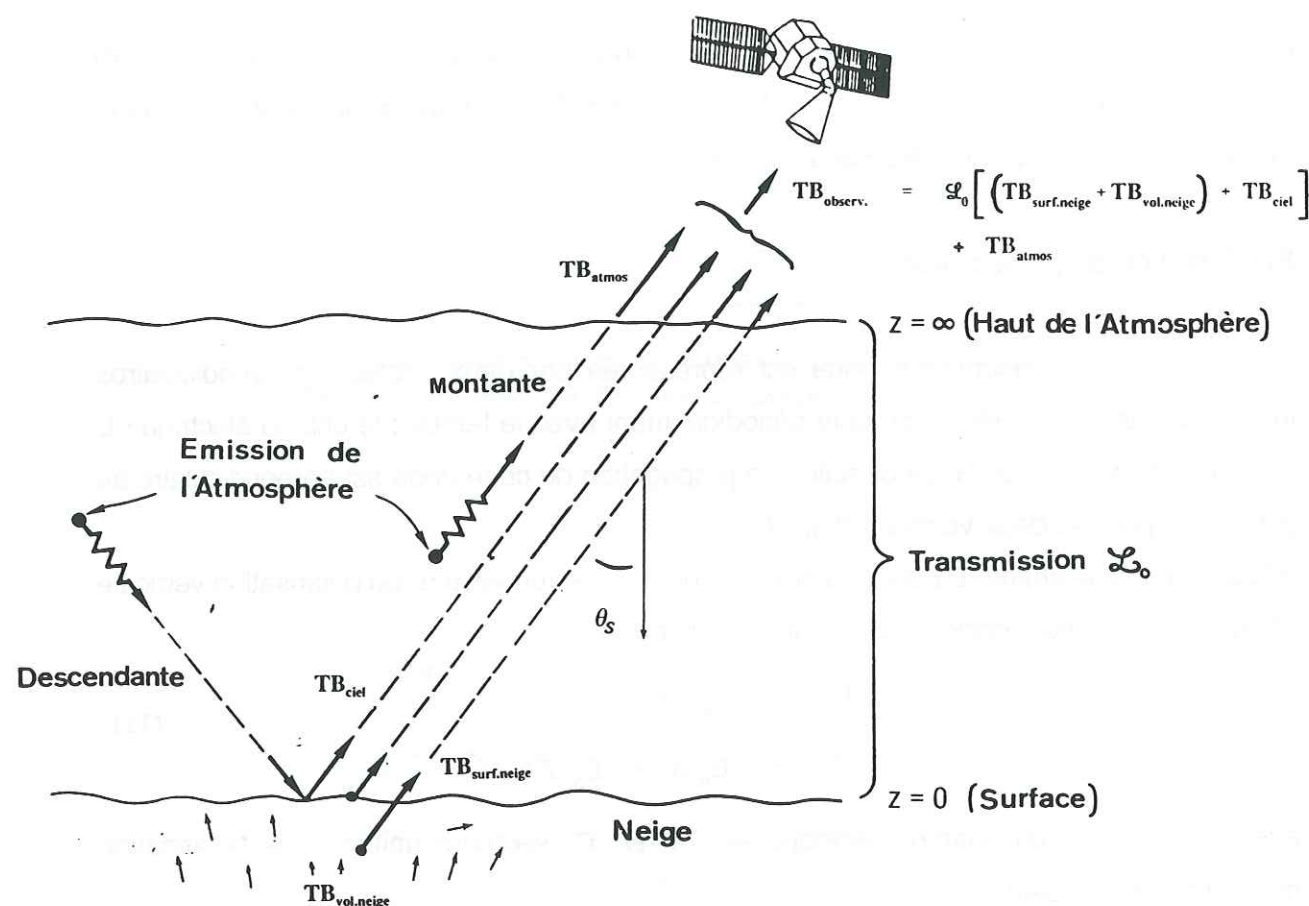


Fig.1.9 : Observation de la terre par satellite sous un angle θ_s par rapport au nadir ; définitions des différentes contributions à la température de brillance apparente (Ulaby et al, 1984 vol3).

équipés pour détecter la partie de l'onde en polarisation verticale et horizontale. Dans le domaine de l'optique passif, peu d'appareils distinguent ces deux cas, pourtant comme dans les hyperfréquences on utilise parfois des instruments polarisés.

B.2. Température de brillance apparente

Depuis la position du satellite, situé à 950 km de la surface de la terre, la température de brillance extraite du signal détecté par le radiomètre micro-onde, appelée température de brillance apparente, se décompose en quatre contributions (fig.1.9) :

- 1- réflexion sur la surface de l'émission provenant de l'atmosphère,
- 2- émission directe de l'atmosphère,
- 3- émission de surface de la neige transmise au travers de l'atmosphère,
- 4- émission de volume de la neige transmise au travers de l'atmosphère.

A la fréquence f , la température de brillance observée dans la direction k_0 (θ_s angle zénithal, ϕ_s angle azimutal) et à l'altitude du satellite z_{sat} est donnée par (Ulaby et al, 1986 ; Stogryn, 1986) :

$$TB_{observ}(k_0, z_{sat}) = \mathcal{L}_0(k_0, z_{sat}) TB_{milieu}(k_0, 0) + TB_{atmos}(k_0, z_{sat}) \quad (12)$$

avec $\mathcal{L}_0(k_0, z_{sat})$ facteur de transmission dans l'atmosphère depuis le sol $z = 0$ jusqu'à z_{sat} (pour l'atmosphère z_{sat} est considéré comme $z = \infty$), $TB_{atmos}(k_0, z_{sat})$ température de brillance de l'atmosphère, et $TB_{milieu}(k_0, 0)$ température de brillance au niveau du sol $z=0$, définie de la façon suivante :

$$TB_{milieu}(k_0, 0) = \{ TB_{surf.neige} + TB_{vol.neige} \}(k_0, 0) + TB_{ciel}(k_0, 0) \quad (13)$$

avec $TB_{surf.neige}$ température de brillance de la surface,
 $TB_{vol.neige}$ température de brillance émanant du volume,
 et TB_{ciel} température de brillance de l'atmosphère réfléchiée sur la neige :

$$TB_{ciel}(k_0, 0) = \rho_s TB_{atmos}(k_0, 0) \quad (14)$$

(Ulaby et al., 1986)

ρ_s est la réflectivité de surface, si la surface est plane $\rho_s = R^2$ coefficient de réflexion de Fresnel.

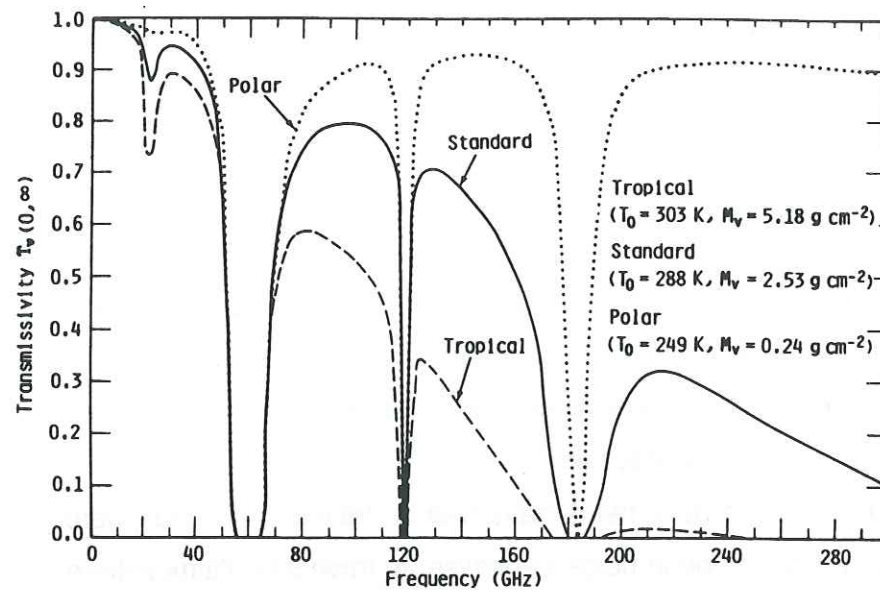


Fig.1.10 : Transmission atmosphérique en fonction de la fréquence pour différents types d'atmosphère (Ulaby et al, 1984 vol3) ; T_0 température de l'atmosphère et M_v concentration en vapeur d'eau.

C. INFLUENCE DE L'ATMOSPHERE

C.1. La transmission dans l'atmosphère

Généralement, dans le domaine du transfert radiatif, l'atmosphère est considérée comme stratifiée plane et isotrope suivant ces plans. De ce fait les paramètres ne dépendent plus que de l'altitude z et de l'angle zénithal θ_s . La relation établissant le lien entre la transmission au nadir et la transmission selon un angle θ_s est la suivante (Ulaby et Moore, 1981 vol3) :

$$\mathcal{L}_0(\theta_s, z) = [\mathcal{L}_0(0, z)]^{\sec \theta_s} \quad \text{avec} \quad \sec \theta_s = \frac{1}{\cos \theta_s} \quad (15)$$

La figure 1.10 est une représentation du facteur de transmission, de 0 à ∞ , pour trois atmosphères différentes, au nadir. Dans la région 1 - 15 GHz, l'atmosphère est complètement transparente même en présence de nuage ou de pluie modérée (Ulaby et al., 1981 vol1). On note ensuite une zone d'absorption due à la vapeur d'eau à 22.2 GHz et une bande d'absorption due à l'oxygène dans la région 50 - 70 GHz, entre ces deux bandes il existe une fenêtre vers 35 GHz.

L'atmosphère polaire étant pauvre en vapeur d'eau (fig.1.10), la bande d'absorption de 22.2 GHz disparaît quasiment. Par conséquent pour les fréquences qui nous intéressent, \mathcal{L}_0 , le facteur de transmission dans l'atmosphère, est proche de 1, même avec la correction d'angle.

C.2. La température de brillance de l'atmosphère

Si l'on considère à nouveau l'équation à l'équilibre thermique :

$$a + \rho + t = 1 \quad \text{et} \quad a = e$$

L'atmosphère est un milieu diffusant pour lequel il n'y a pas de réflexion ($\rho = 0$), donc : $e = 1 - t$ (le t considéré ici correspond à \mathcal{L}_0 pour l'atmosphère)

Pour une atmosphère plane, homogène et isotherme, la température de brillance de l'atmosphère est (Ulaby et al., 1981 vol3 ; Peake, 1959) :

$$TB_{\text{atmos}}(\theta_s, z) = T_0 [1 - \mathcal{L}_0(\theta_s, z)] \quad (16)$$

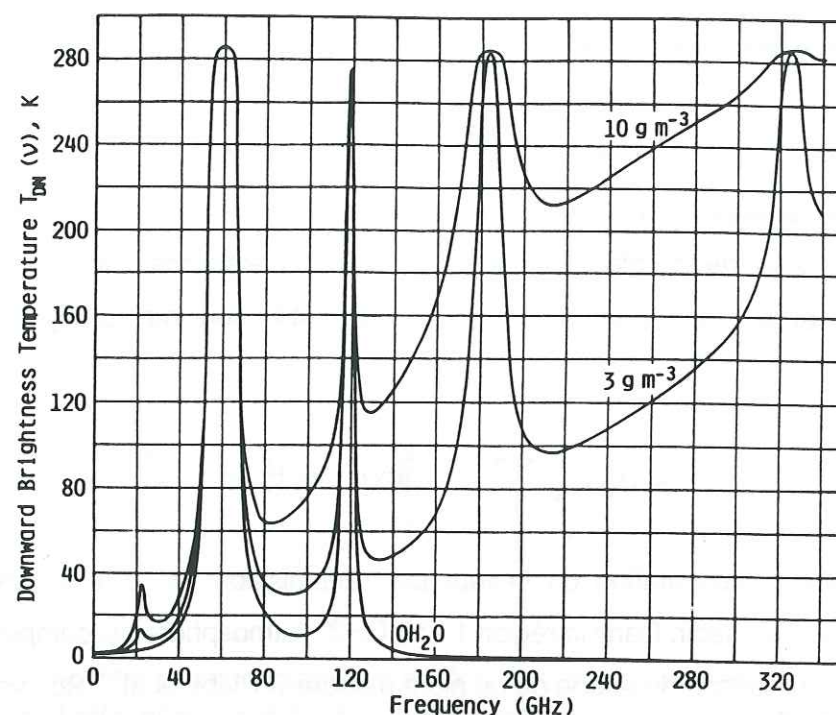


Fig.1.11 : Température de brillance au zénith de l'atmosphère pour différentes fréquences et différentes concentration de vapeur d'eau intégrée à 2km (hauteur d'échelle), et une température de 288 K (Ulaby et al, 1984 vol3).

avec T_0 la température de l'atmosphère et $\mathcal{L}_0(\theta_s, z)$ le facteur de transmission dans l'atmosphère de 0 à z , pour une fréquence f et une direction $k_0(\theta_s, \varphi_s)$.

Pour une atmosphère dont la température est égale à 249 K (valeur utilisée à la figure 1.10 pour l'atmosphère polaire), la température de brillance n'excède pas 15 K. Les valeurs sont résumées dans le tableau 1.2.

La figure 1.11 montre la température de brillance de l'atmosphère au nadir pour diverses concentrations en vapeur d'eau. Sur cette figure, on remarquera que l'approximation faite ci-dessus (atmosphère isotherme) n'est pas incohérente pour les fréquences comprises entre 0 et 80 GHz. A la figure 1.11, la quantité de vapeur d'eau de l'atmosphère est exprimée en concentration volumétrique M' (g/m^3) tandis qu'à la figure 1.10, elle est exprimée en concentration surfacique M (g/cm^2). Par conséquent, un calcul approximatif, considérant que, de même que la pression, la concentration en vapeur d'eau évolue de façon inverse exponentielle, nous conduit par intégration à la relation suivante :

$$M = 10^{-4} \int_0^{\infty} M' \exp\left(\frac{-z}{H}\right) dz = 10^{-4} M' H \quad (17)$$

z altitude et H hauteur d'échelle

Les concentrations volumétriques 10, 3 et 0 g/m^3 de la figure 1.11 correspondent donc respectivement aux concentrations surfaciques suivantes 2, 0.6 et 0 g/cm^2 . L'atmosphère polaire, pauvre en vapeur d'eau, correspond au cas 0 g/m^3 . Pour la courbe 0 g/cm^3 de la figure 1.11, la température de brillance n'excède pas 20 K jusqu'à la fréquence de 40 GHz. De plus ces courbes ont été calculées pour une température de l'atmosphère supérieure de 40 K à la température de l'atmosphère polaire : la température de brillance est donc surestimée.

Nous avons vérifié ainsi par rapport à la figure 1.11 la cohérence des valeurs annoncées (tableau 1.2) pour la température de brillance de l'atmosphère pour l'angle zénithal θ_s .

C.3. La température de brillance du ciel

R^2 , le coefficient de réflectivité de l'interface air - neige est de l'ordre de 10^{-2} pour la polarisation horizontale et 10^{-4} pour la polarisation verticale. La contribution de TB_{ciel} à la

Fréquences	6.6 GHz	10.7 GHz	18 GHz	21 GHz	37 GHz
ϵ (k_0)	1.	1.	0.97	0.95	0.94
$T_{atmos.}$ (°K)	0.	0.	7.5	12.5	15.
$T_{observ.}$ (°K)	200.	200.	201.5	202.5	203.

Tableau 1.2 Valeurs estimées de la température de brillance apparente à partir des coefficients de transmission et températures de brillance de l'atmosphère, pour une neige de température de brillance de 200 K.

température apparente est donc négligeable :

$$TB_{ciel}(k_0, 0) = \rho_s TB_{atmos}(k_0, 0) \approx 0 \quad (18)$$

car $\rho_s = R^2$.

C.4. Evaluation qualitative de l'effet de l'atmosphère au dessus de l'Antarctique

Comme TB_{ciel} est négligeable et que :

$$TB_{neige}(k_0, 0) = TB_{surf. neige}(k_0, 0) + TB_{vol. neige}(k_0, 0) \quad (19)$$

la relation (12), définie au § B.2, devient :

$$TB_{observ}(k_0, z_{sat}) = \mathcal{G}_0(k_0, z_{sat}) TB_{neige}(k_0, 0) + TB_{atmos}(k_0, z_{sat}) \quad (20)$$

Prenant l'exemple d'une température de brillance de 200 K, les températures apparentes estimées sont présentées dans le tableau 1.2. Nous remarquons que, l'erreur estimée n'excède pas 2% (cas extrême 3 K), valeurs qui confirment celles de Rott et al (1989). Dans cet article, les auteurs utilisent un modèle de transfert atmosphérique adapté à l'Antarctique (modèle de Liebe 1985). Les erreurs estimées sur l'émissivité au niveau de la mer, sont $\Delta e \leq 0.01$ pour les fréquences ≤ 18 GHz soit au maximum 3 K pour un milieu de température équivalente à 250 K et donc la température de brillance est de 200 K. Pour 37 GHz, Δe est environ égale 0.03 soit un équivalent de 9 K dans les conditions précédentes. A l'intérieur du continent (haute altitude environ 2000m), les erreurs sont inférieures à ces valeurs car les conditions de pression et de température se trouvent toutes diminuées.

C.5. Remarque : quel est l'impact d'une chute de neige sur le signal micro-onde?

Dans le cas d'un ciel clair, nous venons de montrer que, dans les conditions climatiques du plateau antarctique, l'influence de l'atmosphère est négligeable pour les fréquences considérées. Hormis l'atmosphère de ciel clair, on note trois types de formation pouvant affecter le signal entre la surface et le radiomètre : les nuages, les précipitations et la neige soufflée.

Les informations précises quant aux profils atmosphériques dans ces conditions sont rares. C'est pourquoi dans chacun de ces cas, je m'attacherai à décrire ce qui est observé en Antarctique, mais pour ce qui est de l'évaluation quantitative des effets sur les mesures

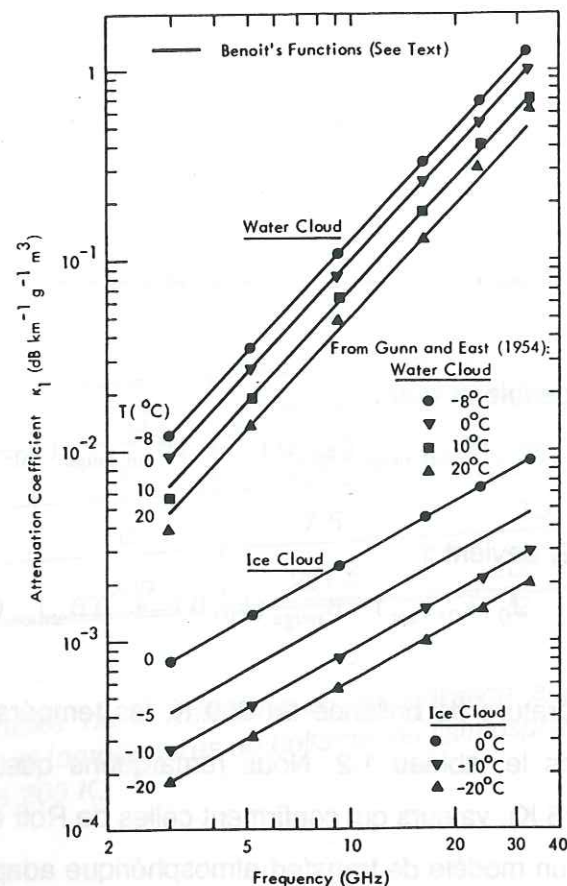


Fig.1.12 : Atténuation dans des nuages (ou brouillard) composés de gouttelettes d'eau ou de cristaux de glace pour des fréquences allant de 2 à 40GHz et différentes températures, selon un modèle de transmission de Benoit (1968) et des mesures de Gunn et East (1954). (Ulaby et Moore, 1981)

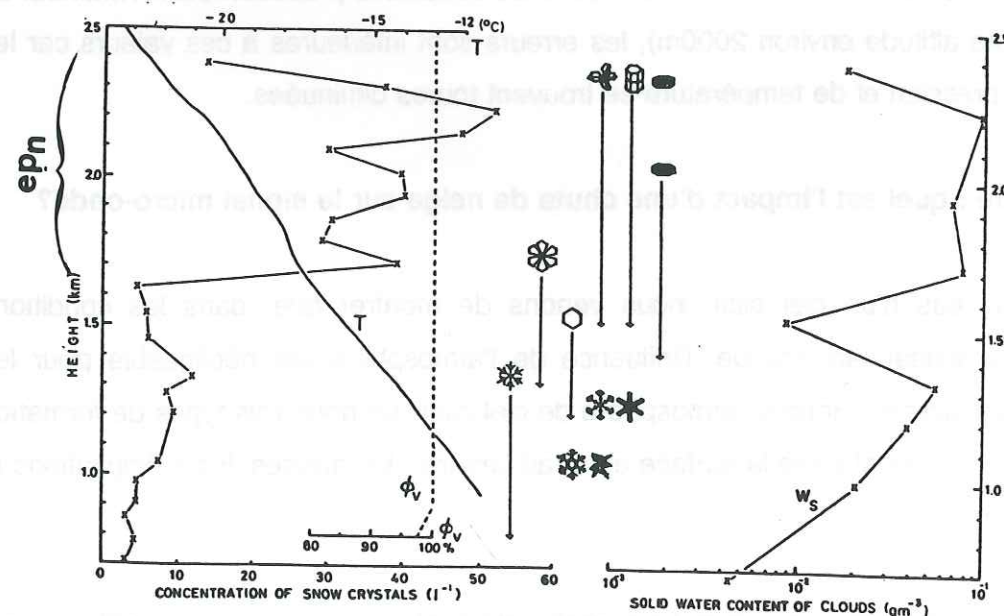


Fig.1.13 : Structure verticale d'un nuage de neige durant une tempête en janvier 1970, sur Hokkaido (Japon) (Pruppacher et Klett, 1980), avec ep_n épaisseur du nuage.

micro-ondes j'utiliserai les données relatives au climat tempéré. Nous surestimerons donc considérablement l'influence de ces formations car le climat tempéré est plus humide que le climat du plateau polaire.

On caractérise l'influence des précipitations sur le signal par l'atténuation définie de la manière suivante :

$$\text{Att (dB)} = 10 \log_{10} \frac{I_0}{I} \quad (21)$$

avec I_0 et I les intensités des signaux initial et transmis et l'atténuation Att est exprimée en dB.

Par conséquent, la transmission t est telle que :

$$t = 10^{-\frac{\text{Att}}{10}} \quad (22)$$

C.5.1. les nuages

Les observations réalisées sur le plateau Antarctique à la base de Vostok montrent que les nuages sont pour la plupart des nuages de haute altitude (>3000m au dessus du sol) de type cirrus et cirro-stratus, composés de cristaux de glace. On note également, quelques stratus et strato-cumulus navigant entre 300 et 600 m d'altitude (Schwerdtfeger, 1984).

La figure 1.12 donne les résultats (Benoit, 1968) d'un modèle de coefficient d'atténuation du signal micro-onde en fonction de la fréquence au travers de deux types de nuage, l'un composé de gouttelettes d'eau et l'autre de cristaux de glace. Le coefficient d'atténuation augmente fortement avec la fréquence. Pour calculer l'atténuation, il faut connaître l'épaisseur et la concentration en eau du nuage. La figure 1.13, extraite de Pruppacher et Klett (1980), présente la structure verticale d'un nuage composé de cristaux de glace (altitude 1.5 à 2.5 km) et de sa précipitation (à partir de 1.5 km). Cette étude a été menée à l'occasion d'une tempête de neige sur Hokkaido. Prenons pour la concentration 0.1 g/m^3 , la concentration maximum en eau du nuage et pour l'épaisseur 1 km (figure 1.13). La température se situant entre -25° et -15°C , on prendra -20°C . Pour la fréquence la plus élevée que nous utilisons 37GHz, l'atténuation déduite de la figure 1.12 est de $0.002 \text{ dB km}^{-1} \text{ g}^{-1} \text{ m}^3$, soit, avec les valeurs retenues une atténuation de $2 \cdot 10^{-4} \text{ dB}$, soit $t = 0.99995$.

En Antarctique, le signal ne sera donc pas affecté par la présence d'un nuage composé de cristaux de glace.

Station	NOV - FEB		APR - SEP		YEAR	
	11-20	> 20	11-20	> 20	11-20	> 20 m/sec
SOUTH POLE	2	0	14	0	10	< 0.01 %
LIT. AMERICA	6	< 0.1	15	< 0.4	12	< 0.3
ELLSWORTH	7	< 0.3	24	< 0.5	18	0.3
MCMURDO	12	< 0.1	25	1	22	0.5
BYRD	22	0.2	37	2	32	1
WILKES	10	2	14	5	12	4
MIRNY	32	2	55	12	48	7
MAWSON	43	5	48	12	45	9
PORT MARTIN	N.A.		N.A.		29	44

Tableau 1.3 Fréquence relative (%) des vents de vitesse 11 à 20 et > 20 m/s ; les valeurs pour les huit premières stations ont été enregistrées par Phillipot (1967) et celles de Port Martin par Le Quinio, 1956). (Swerdtfeger, 1984)

Height above surface	$V_{10} \dot{=} 12 \text{ m/sec}$	$V_{10} \dot{=} 22 \text{ m/sec}$
1 m	DD = 0.4 gram m ⁻³	8 gram m ⁻³
2	0.15 " "	3 " "
4	0.1 " "	1 " "
10	0.07 " "	0.7 " "

Tableau 1.4 Relation entre la densité de la neige soufflée et la hauteur depuis la surface pour de vitesse de vent à 10m (V_{10}), Budd et al. (1966). (Swerdtfeger, 1984)

(The airborne snow-mass concentrations and snow accumulation rates are water equivalents.)

Type of Precipitation	Accumulation Rate (mm/hr)	Airborne Mass Concentration (g/m ³)	Attenuation (dB/km)			Backscatter (dBm ² /m ³)		
			96 GHz	140 GHz	225 GHz	96 GHz	140 GHz	225 GHz
i) Rain ^a Snow ^b	4 0.5	0.2 0.2	3 0.2	3 0.5	3 1.7	-35 -53	— -47	— -47
ii) Rain ^a Snow ^b	2 2	0.1 0.5	2 0.4	2 1.2	2 4.4	-38 -50	— -44	— -43

a. Relationship between airborne rain-mass concentration and accumulation rate determined from Falcone et al (6).
b. Relationship between airborne snow-mass concentration and accumulation rate determined from data of Stallabrass (3) and Mellor (7).

Tableau 1.5 Valeurs d'atténuation mesurées par avion aux fréquences 96, 140 et 225 GHz lors de chute de neige et de pluie pour différentes concentrations dans l'atmosphère (Nemarich et al., 1988).

C.5.2. les précipitations de cristaux de neige et neige soufflée par le vent

Les particules en mouvement n'ont pas le même impact sur le signal micro-onde que les particules en suspension dans l'atmosphère (nuage).

En Antarctique, on distingue deux types de précipitations (Swerdtfeger, 1984) : soit les cristaux de glace proviennent d'une formation nuageuse soit, dans certaines conditions de température et par temps clair, les cristaux se forment vers 1000m d'altitude et précipitent. Ces derniers sont appelés "Bullets", leur concentration dans l'atmosphère est extrêmement faible (0.1 particule par litre d'air). A la station Plateau (fig.II introduction), les précipitations de "bullets" contribuent à 87% de la précipitation totale annuelle. Ce type de précipitation est le plus fréquent. Il représente une fréquence annuelle de 53% contre 2% seulement pour les précipitations classiques.

Les vents en Antarctique sont importants et on les classe généralement dans deux catégories, les vents thermiques, liés au profil de température dans l'atmosphère, et les vents catabatiques, liés à l'écoulement de l'air par pesanteur le long des pentes. Pour plusieurs stations en Antarctique, le tableau 1.3 indique la fréquence des vents à diverses périodes de l'année. De par leur mode de formation, il s'agit essentiellement de vent de surface qui créent à leur passage des nuages de neige et modèlent ainsi la surface. Le tableau 1.4 montre la relation entre la concentration en neige soufflée de l'atmosphère et l'intensité des vents pour différentes hauteurs à partir du sol. La concentration en particule de glace décroît très rapidement avec la hauteur, si bien que le nuage ainsi formé n'a qu'une dizaine de mètres de hauteur.

Pour évaluer l'influence de ces phénomènes sur l'atténuation du signal, nous retiendrons, en nous référant à la figure 1.12, que l'atténuation croît avec la fréquence. Le tableau 1.5 indique l'atténuation en dB pour les fréquences 96, 140 et 225 GHz pour deux types de précipitation et deux concentrations différentes mesurées de neige dans l'air. Prenons le cas ii) et considérons pour la neige une concentration de 0.5 g/m³, ce qui est sur une épaisseur de 1km un cas extrême pour le plateau Antarctique. La transmission dans ce cas serait de 0.91 pour la fréquence de 96 GHz et de 0.76 pour 140 GHz, on peut donc supposer que pour 37 GHz l'atténuation est faible et qu'elle est encore plus faible pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz.

Avant de terminer ce paragraphe on notera que les vents modifient la surface. Par conséquent, si le nuage de neige n'affecte pas le signal dans sa transmission de la surface au satellite, le modelage de la surface par les vents va modifier le comportement du coefficient de réflexion. Ceci nous introduit à l'étude de l'effet de la rugosité sur le signal.

C.6. Conclusion

Sur le plateau antarctique, la température apparente (observée) est quasiment égale à la température de brillance de la neige au sol :

$$TB_{\text{observ}}(k_0, z_{\text{sat}}) \approx TB_{\text{neige}}(k_0, 0) \quad (23)$$

Ceci est d'autant plus vrai que la fréquence est faible. On peut noter que l'utilisation du canal 85 GHz du SSMI (radiomètre micro-onde monté à bord du Defense Meteorological Satellite lancé en 1987) poserait des problèmes.

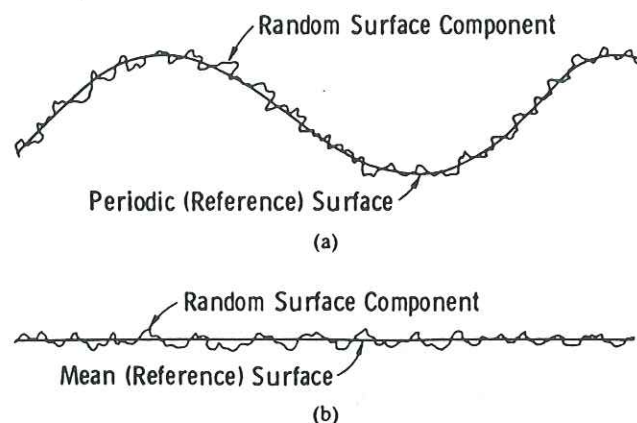


Fig.1.14 : Deux configurations de variations de hauteur de rugosité : (a) variation aléatoire superposée à une surface périodique, (b) variation aléatoire superposée à une surface plane (Ulaby et Moore, 1981).

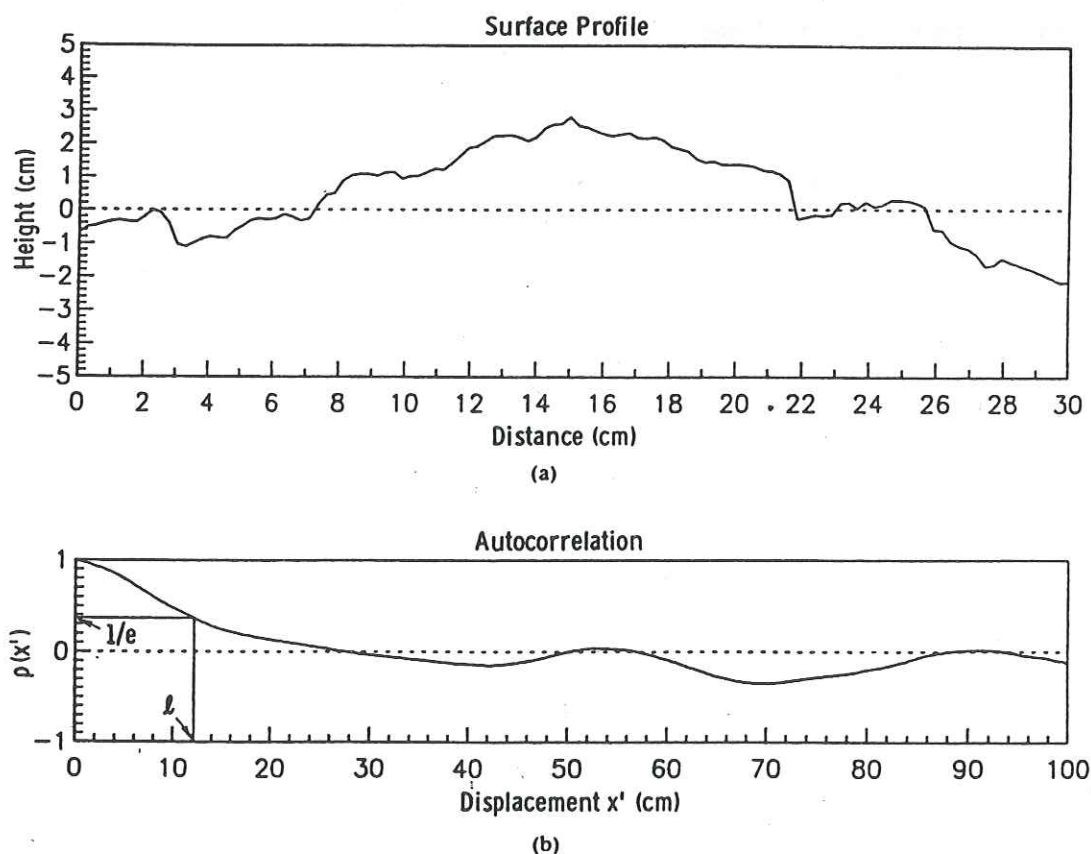


Fig.1.15 : Exemple de profil de rugosité de surface (a) et la fonction d'autocorrélation lui correspondant (b), (Ulaby et Moore, 1981).

D. INFLUENCE DE LA RUGOSITE

Dans ce paragraphe, nous aborderons l'influence de la rugosité sur l'émissivité et la température de brillance. Nous considérerons autant la rugosité de surface (air-neige ; air-glace) la plus généralement traitée que la rugosité d'interface (neige-neige ; neige-glace) pour laquelle la littérature est peu fournie.

Les effets de rugosité induisent deux aspects : la géométrie et la variation des caractéristiques diélectriques de la neige. Aucune étude spécifique ayant été faite sur le deuxième aspect, seul l'aspect géométrique sera traité dans cette partie.

D.1. Paramètres de rugosité

La rugosité est décrite par les variations statistiques de la surface de neige. Elle est généralement décrite par deux paramètres (Vidal-Madjar, 1978) :

(1) la variation relative de la hauteur de surface, σ

soit \bar{z} la valeur moyenne de la hauteur de rugosité, définie par

$$\bar{z} = \int_{-\infty}^{+\infty} z \cdot w_1 \, dz \quad \text{avec } w_1 \text{ densité de probabilité de } z$$

σ est définie de la façon suivante

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (z - \bar{z})^2 w_1 \, dz$$

Si \bar{z} est nul alors σ représente la hauteur de rugosité, voir exemple figure 1.14.

(2) fonction d'autocorrélation,

Soit M1 et M2 deux points de la surface, alors la fonction d'autocorrélation normalisée est

$$\rho(M_1, M_2) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (z_1 - \bar{z})(z_2 - \bar{z}) w_2 \, dz_1 \, dz_2}{\int_{-\infty}^{+\infty} (z_1 - \bar{z})^2 w_1 \, dz}$$

Si l'on connaît la forme de cette fonction (exponentielle, gaussienne...) alors on peut définir l la longueur de corrélation de la surface. La figure 1.15 montre une partie de surface rugueuse et la fonction d'autocorrélation qui lui correspond.

Ces paramètres sont rassemblés, dans certains modèles de surface, dans une expression globale décrivant la surface. Il s'agit de la valeur quadratique moyenne des pentes

$$m : m = \sqrt{-\sigma^2 \rho''(0)} \quad , \rho''(0) \text{ étant la dérivée seconde de la fonction}$$

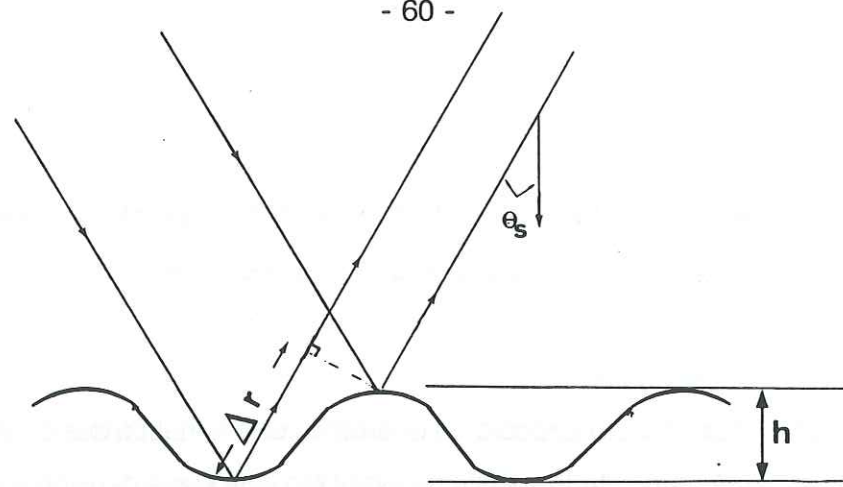


Fig.1.16 : Différence de marche Δr de deux champs électromagnétiques incidents sur une surface rugueuse (périodiquement) de hauteur h avec un angle par rapport au nadir de θ_s .

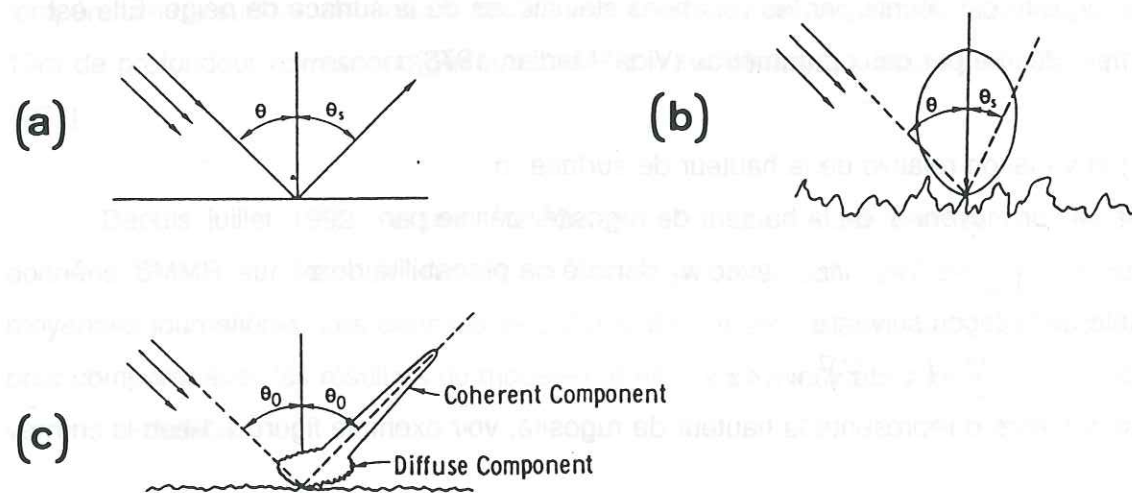


Fig.1.17 : Contribution relative des composantes cohérente et incohérente d'un champ électromagnétique réfléchi sur des surfaces de différentes rugosités : (a) surface plane $\Delta\theta=0$, (b) surface très rugueuse $\Delta\theta=\pi$ et (c) surface légèrement rugueuse $0 < \Delta\theta < \pi$, (Ulaby et Moore, 1981 vol2).

Fréquence GHz	6.6	10.7	18.	21.	37.
Hauteur seuil mm	9.	6.	3.	3.	2.

Tableau 1.6 Hauteurs seuils, selon le critère de rugosité de Rayleigh, à partir desquelles le milieu est "vu" rugueux, pour un angle d'incidence de 50° par rapport au nadir et pour les cinq fréquences SMMR.

d'autocorrélation normalisée en $z = 0$.

On utilise encore le paramètre de rugosité suivant $h' = 4 k^2 \sigma^2$, k nombre d'onde.

D.2. Critère de rugosité

L'effet de l'aspect géométrique de la rugosité de surface sur le champ électrique dépend essentiellement de la fréquence considérée et de l'angle d'incidence. En particulier, on dira que l'on a une surface rugueuse si le comportement spéculaire disparaît en totalité ou en partie pour une géométrie particulière d'observation. La question est de trouver les conditions de fréquence et d'angle d'incidence pour lesquelles on observe ce type de phénomène.

Si l'on considère la surface rugueuse figure 1.16, la différence de marche entre les rayons 1 et 2 est égale à : $\Delta r = 2 h \cos \theta_s$

h hauteur quadratique moyenne et θ_s angle d'incidence. Si λ longueur d'onde dans le vide, alors la différence de phase $\Delta \phi$ entre ces deux rayons est :

$$\Delta \phi = \frac{2 \pi}{\lambda} \Delta r = \frac{4 \pi h}{\lambda} \cos \theta_s \quad (24)$$

Si $\Delta \phi$ est suffisamment petit, les deux rayons pourront interagir sans se détruire et on aura un comportement fortement spéculaire (cas de la surface plane voir figure 1.17a ($\Delta \phi = 0$)). Si $\Delta \phi = \pi$, ils se détruiront totalement. Il n'y aura pas de propagation dans la direction spéculaire (fig.1.17b). Pour assurer la conservation de l'énergie, il faut nécessairement que l'énergie diffuse dans d'autres directions ; dans ce cas, nous devons considérer que la surface est "vue" rugueuse. Entre ces deux comportements, on observe pour $0 < \Delta \phi < \pi$ un comportement intermédiaire composé d'une partie cohérente (ou spéculaire) et d'une partie incohérente (diffusion), voir figure 1.17c.

On prend arbitrairement la valeur $\Delta \phi = \frac{\pi}{2}$ comme seuil de séparation entre ces deux comportements. En appliquant ce seuil, on obtient un critère de rugosité appelé critère de Rayleigh :

$$h < \frac{\lambda}{8 \cos \theta} \quad (25)$$

Donc une surface est lisse soit parce que sa hauteur quadratique moyenne h est très petite devant λ , soit parce que θ est grand (incidence rasante). Le seuil diminue avec la fréquence. Le tableau 1.6 montre que les fréquences considérées dans ce travail sont très rapidement sensibles à la rugosité.

Frequency	6.6	10.7	18	37 GHz
d_p - Plateau	18.0	11.5	4.0	0.9 m
d_p - Mizuho	17.5	10.2	2.4	0.8 m

Tableau 1.7 Profondeurs de pénétration dérivées des données SMMR pour deux stations en Antarctique de l'Est : Plateau situé à 1500km à l'intérieur du continent et Mizuho situé plus près de la côte (voir carte Antarctique), selon Rott (1989).

Fréquence GHz	6.6	10.7	18	21	37
Terre de Wilkes	23 m	9.6 m	3.5 m	2.7 m	0.3 m
Shelf de Ross	4.8 m	2.2 m	1 m	0.65 m	0.05 m

Tableau 1.8 Profondeur de pénétration calculée par le modèle de constante diélectrique de la neige (partie II) à partir des données de terrain pour la Terre de Wilkes et le shelf de Ross, pour les cinq fréquences SMMR.

Summer Winter Ratio (x10)

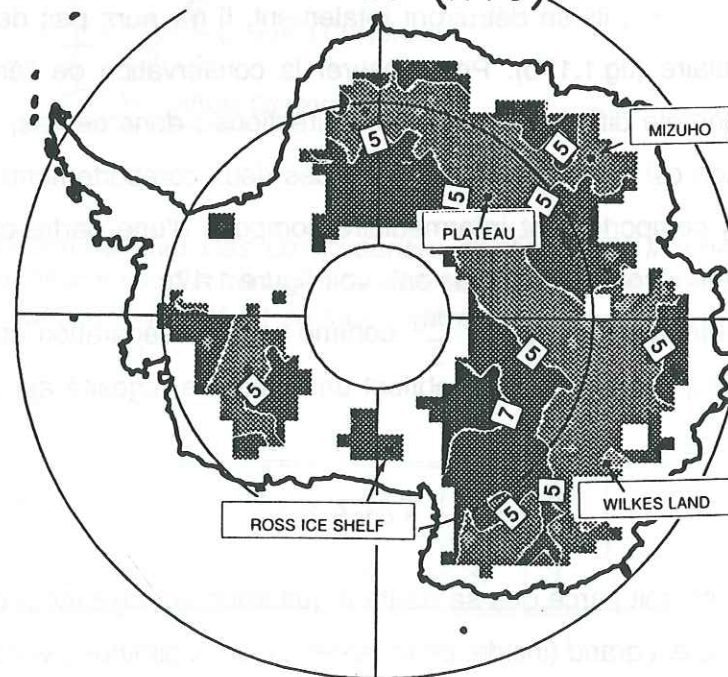


Fig.1.18 : Répartition spatiale du SWR sur l'Antarctique ; les isolignes sont multipliées par 10.

D.3. Etude qualitative de l'effet de la rugosité sur le signal global

D.3.1. Notion de profondeur de pénétration

La neige est un milieu à pertes diélectriques, c'est à dire que le signal va pénétrer plus ou moins profondément dans le manteau neigeux. Pour comprendre les informations apportées par le signal, il est important de connaître l'épaisseur de la couche de neige qui va contribuer au signal. A cet effet, on définit la profondeur de pénétration d_p , profondeur au bout de laquelle l'intensité du signal est divisée par e (exponentiel). L'épaisseur de neige d_p contribue à 64% du signal émit. Soit I l'intensité du signal à cette profondeur, on écrit :

$$I = I_0 \exp(-a d_p) = I_0 \exp(-1) \quad (26)$$

soit $d_p = \frac{1}{a}$

avec I_0 intensité du signal à la surface et a coefficient d'atténuation.

d_p dépend de la fréquence et des caractéristiques du milieu, essentiellement de la taille des grains et de la stratification (voir chapitre 3).

L'amplitude de la variation annuelle de la température de brillance permet d'estimer la profondeur de pénétration. Il faut tenir compte d'une part de la dépendance de TB avec la température du milieu, et d'autre part de la pénétration plus ou moins importante de chaque fréquence.

Les tableaux 1.7 et 1.8 donnent un ordre de grandeur de ces profondeurs de pénétration pour différentes stations dont la localisation est indiquée figure 1.18. Le tableau 1.7 indique des profondeurs de pénétration calculées à partir d'un algorithme d'inversion (Rott, 1988) pour deux stations en Antarctique, Plateau situé non loin du pôle d'inaccessibilité (point le plus éloigné des côtes) et Mizuho situé sur la côte (fig.1.18). Dans le tableau 1.8, les profondeurs de pénétration ont été calculées à partir du modèle de constante diélectrique de la neige, développé dans le chapitre 2 de la seconde partie, pour deux sites, l'un situé dans la Terre de Wilkes à 500 km à l'intérieur des terres et l'autre sur le shelf de Ross. On verra dans le chapitre suivant ce qui différencie ces sites. On constate effectivement que plus la fréquence est basse, plus le signal pénètre.

La figure 1.18 montre la répartition spatiale d'un paramètre appelé Rapport Eté-Hiver (SWR en anglais) calculé à partir des données SMMR (Fily et Benoist, 1991) de l'année 1981. La

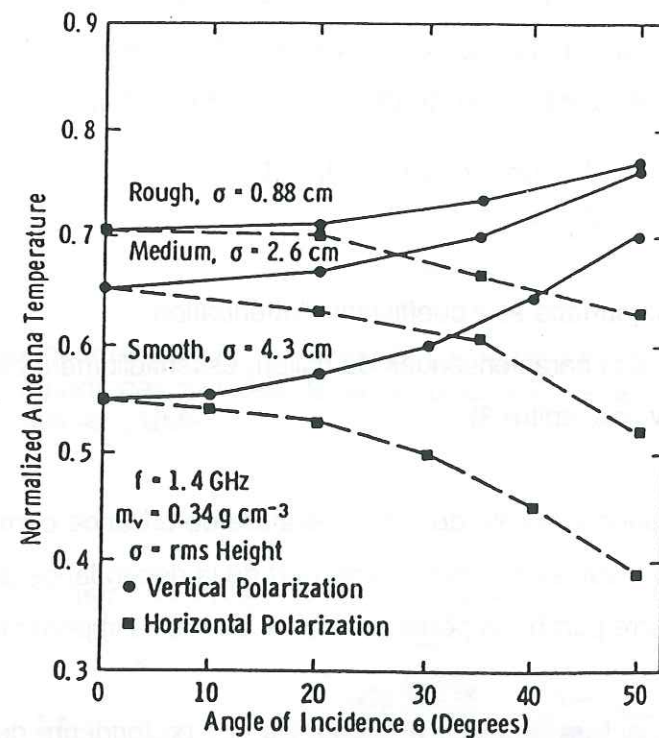


Fig.1.19 : Influence de la rugosité de surface d'un sol et de l'angle d'incidence à 1.4GHz sur la température normalisée de l'antenne micro-onde, proportionnelle à la température de brillance (Newton et Rouse, 1980- extrait de Ulaby et al, 1984 vol2).

définition de ce rapport est la suivante, avec TB_{18V} la température de brillance à 18 GHz en polarisation verticale :

$$SWR = \frac{TB_{18V}(\text{Janvier}) - TB_{18V}(\text{Juillet})}{TB_{37V}(\text{Janvier}) - TB_{37V}(\text{Juillet})} \quad (27)$$

D'après les données des tableaux 1.7 et 1.8, on peut considérer que la profondeur de pénétration du 37 GHz est négligeable. Le rapport SWR est donc lié à la profondeur de pénétration de la fréquence 18 GHz. Sur la carte 1.18, on constate que la profondeur de pénétration varie d'un endroit à l'autre de l'Antarctique.

D.3.2. Diffusion de surface - diffusion de volume

Nous avons vu que le signal émis par la neige d'après l'équation 19 se compose d'une contribution dite de volume, $TB_{vol.neige}$, et d'une contribution dite de surface, $TB_{surf.neige}$. La contribution de volume est directement liée à la profondeur de pénétration. Puisque plus la longueur d'onde est grande, plus le signal pénètre dans le milieu, la contribution de volume sera prépondérante pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz, tandis que pour les mesures aux hautes fréquences (principalement le 37 GHz), c'est la contribution de surface qui aura un rôle plus important.

La figure 1.19 présente l'influence de la rugosité de surface et de l'angle d'incidence pour un milieu dans lequel l'onde ne pénètre quasiment pas, donc pour lequel la diffusion de surface est prépondérante.

Autre exemple, le diffusiomètre est un radar extrêmement sensible aux phénomènes de surface. Conçu pour les études de surface, le signal pénètre peu dans la neige. A partir de mesures réalisées grâce au diffusiomètre en Antarctique, Rémy et al. (1992) ont mis en évidence l'existence de deux types de rugosité de surface l'une centimétrique et l'autre métrique. Il s'agit de sastrugis, ondulations de neige créées par le vent, caractérisées aussi par des variations des caractéristiques du milieu. En fait la direction des sastrugis a été déterminée à partir des différentes réponses suivant l'angle azimutal. Ce type d'information est intéressant car la présence de sastrugis est liée à la direction et à l'intensité des vents.

Milieu 1 / Milieu 2	air / neige	air / glace	neige / glace	glace / neige
$ R_h ^2$	0.04	0.18	0.06	0.06
$ R_v ^2$	0.0005	0.014	0.09	0.18

Tableau 1.9 Evaluation des coefficients de réflexion de Fresnel en intensité, pour quatre types d'interfaces ; les différentes caractéristiques des milieux résultent des modèles de constantes diélectriques de la glace (Mätzler et Wegmüller, 1987) et de la neige (partie II).

D.3.3. Action de la rugosité

La rugosité agit physiquement sur la réflexion aux interfaces, et en raison de la définition de l'émissivité par rapport à la réflectivité, sur le coefficient de réflexion de Fresnel. La rugosité entraîne une atténuation de la réflexion de Fresnel et un accroissement de la diffusion. Plus la différence entre les caractéristiques diélectriques des deux milieux est grande plus la réflectivité de Fresnel est grande donc plus le rôle de la rugosité sera important.

Considérons l'expression des coefficients de Fresnel, tels que ϵ_1 et ϵ_2 soient respectivement les constantes diélectriques relatives aux milieux 1 et 2 (le milieu 1 étant le milieu d'où l'onde provient). Dans les trois milieux pris en compte dans cette étude (air-glace-neige), ϵ'' , partie imaginaire de la constante diélectrique relative, est très faible ou nulle. On effectue donc le calcul en ne considérant que les parties réelles ϵ_1' et ϵ_2' de la constante diélectrique relative. Dans ces milieux, ϵ' ne dépend quasiment pas de la fréquence (partie II chap1). On donne dans ce cas les résultats dans le tableau 1.9, valables pour toutes les fréquences, à une température de 250 K et pour l'angle d'incidence $\theta_0 = 50^\circ$. Les caractéristiques de la neige considérée sont : une taille de grains de 0.5mm et une densité de 0.3.

A l'angle de Brewster, le coefficient de réflexion en polarisation vertical est nul ou minimal. Son effet est notable pour l'interface air-neige.

A partir du tableau 1.9, on peut tirer les conclusions suivantes :

- rugosité en surface :

- . interface air-neige : les coefficients de réflexion de Fresnel sont très faibles ce qui permet de conclure que l'effet de la rugosité sur cette interface aura une incidence négligeable,
- . interface air-glace : pour la polarisation horizontale, on ne peut pas négliger l'effet de la rugosité, cependant en polarisation verticale on peut toujours le négliger.

- rugosité en profondeur : les interfaces glace-neige ou neige-glace donnent des coefficients de réflexion en polarisation verticale qui sont loin d'être négligeables devant 1 surtout en polarisation verticale, on ne peut donc pas conclure quant à l'effet de ce type de rugosité d'interface. D'autant plus qu'à notre connaissance, aucune étude spécifique n'a encore abordé ce sujet.

Nous n'avons pas évoqué la rugosité entre deux différents types de neige, car dans la mesure où les constantes diélectriques de ces deux milieux sont très proches, les coefficients de Fresnel sont très faibles et donc l'effet de la rugosité est négligeable.

D.4. Conclusions

La rugosité de surface peut se trouver modifiée d'une observation à l'autre car la surface, est exposée aux intempéries (les vents en Antarctique sont très violents). Pour les fréquences extrêmement sensibles à la diffusion de surface (37 GHz), on comprend fort bien que l'interprétation de la température de brillance nécessite des mesures simultanées, satellite et terrain.

En l'absence de cette vérité terrain, nous avons axé essentiellement le travail sur les fréquences pour lesquelles l'effet de volume est le plus important (6.6, 10.7 et 18 GHz). Comme l'angle d'incidence est l'angle de Brewster, le terme de volume devient prépondérant.

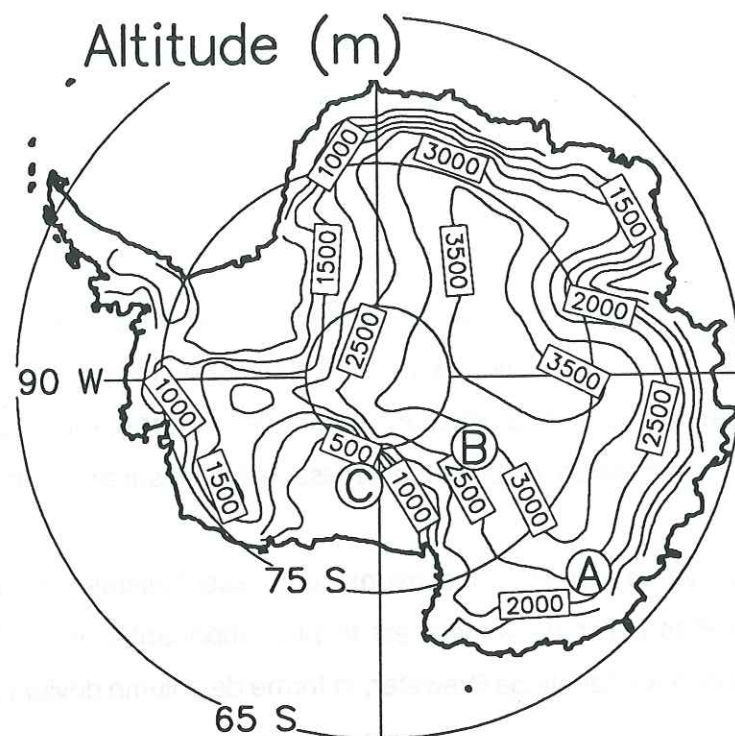


Fig.1.20 : Carte topographique de l'Antarctique montrant trois sites (A), (B) et (C).

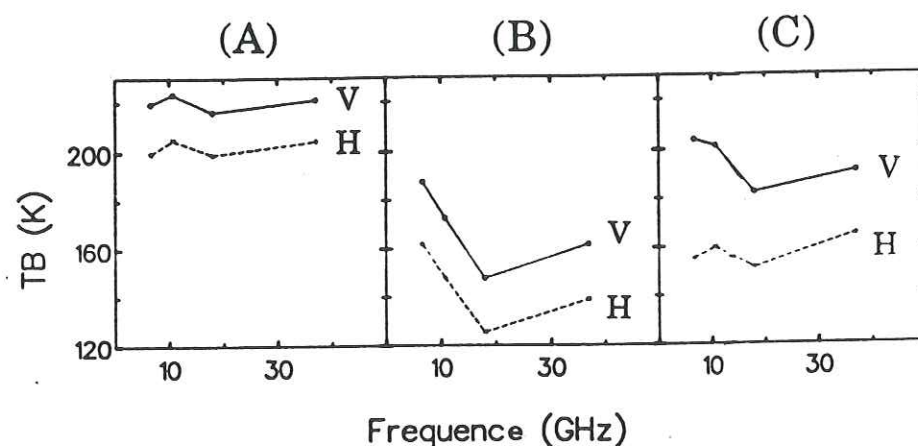


Fig.1.21 : Trois signatures spectrales typiques correspondant aux sites indiqués fig.1.20 : Température de Brillance en fonction des fréquences SMMR pour les deux polarisations V verticale et H horizontale.

E. CARTES DE L'ANTARCTIQUE POUR LES DONNEES SMMR

E.1. Signatures spectrales

Les valeurs de température de brillance mesurées par le radiomètre pour les cinq fréquences aux deux polarisations constituent une signature spectrale. La figure 1.21 représente trois signatures spectrales distinctes obtenues au dessus de l'Antarctique pour trois endroits indiqués sur la figure 1.20. Les signatures spectrales sont généralement décrites par trois caractéristiques : l'amplitude de la température de brillance, la différence de polarisation et le gradient en fréquence.

E.1.1. L'amplitude de la température de brillance

On observe une très nette différence entre l'amplitude des signatures (A) et (B). D'après la définition de la température de brillance, cette amplitude dépend à la fois de la température du milieu et de son émissivité. Selon l'étude théorique (Surdyk et Fily, 1991), l'émissivité est peu sensible à la température, par conséquent le niveau de température de brillance est surtout relatif à la température du milieu et aux caractéristiques de la neige.

La température de la neige varie avec la profondeur à cause de la propagation des fluctuations saisonnières par conduction et par convection. La figure 1.22 montre un profil de température du manteau neigeux calculé pour différentes périodes de l'année. Comme chaque fréquence pénètre plus ou moins profondément et donc intègre le profil de température sur une profondeur qui lui est propre, il devient difficile de définir la température équivalente.

E.1.2. La différence de polarisation

Si l'on compare les signatures (A) et (C), on observe une différence de comportement entre les polarisations verticale et horizontale. Pour quantifier cette différence, on introduit la notion de rapport de polarisation PR, que l'on définit pour chaque fréquence :

$$PR(freq.) = \frac{TB_V(freq.) - TB_H(freq.)}{TB_V(freq.) + TB_H(freq.)} \quad (28)$$

On introduit ce rapport pour limiter l'effet direct de la température (ou plus exactement du

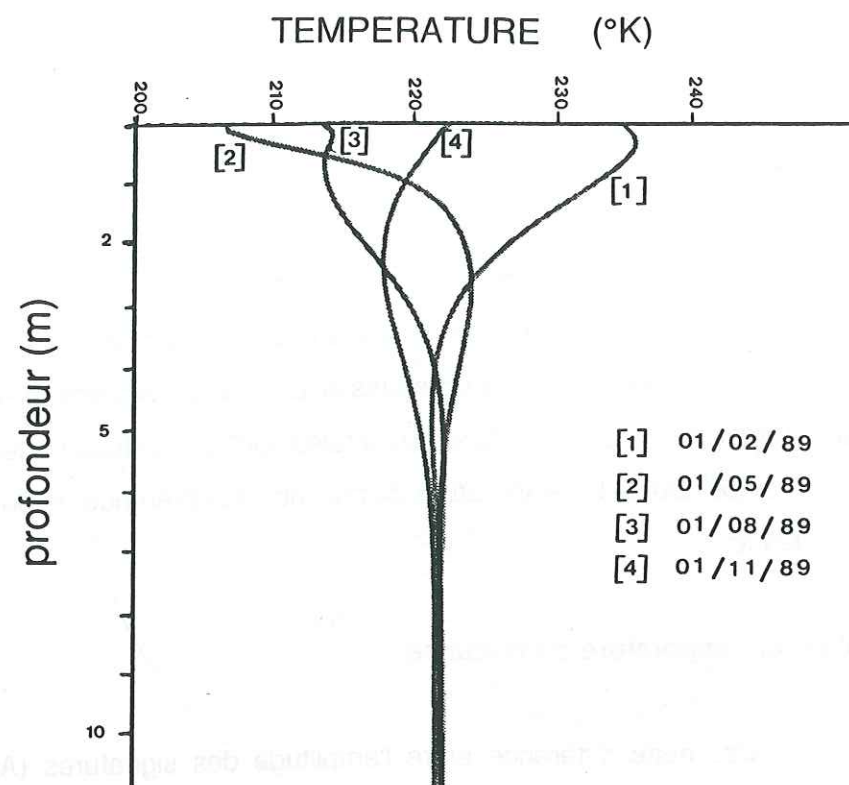


Fig.1.22 : Exemple de profils de température calculés à partir de données météorologiques à Dôme C pour quatre périodes de l'année à partir d'un modèle thermodynamique élémentaire ; Dôme C : plateau Antarctique.

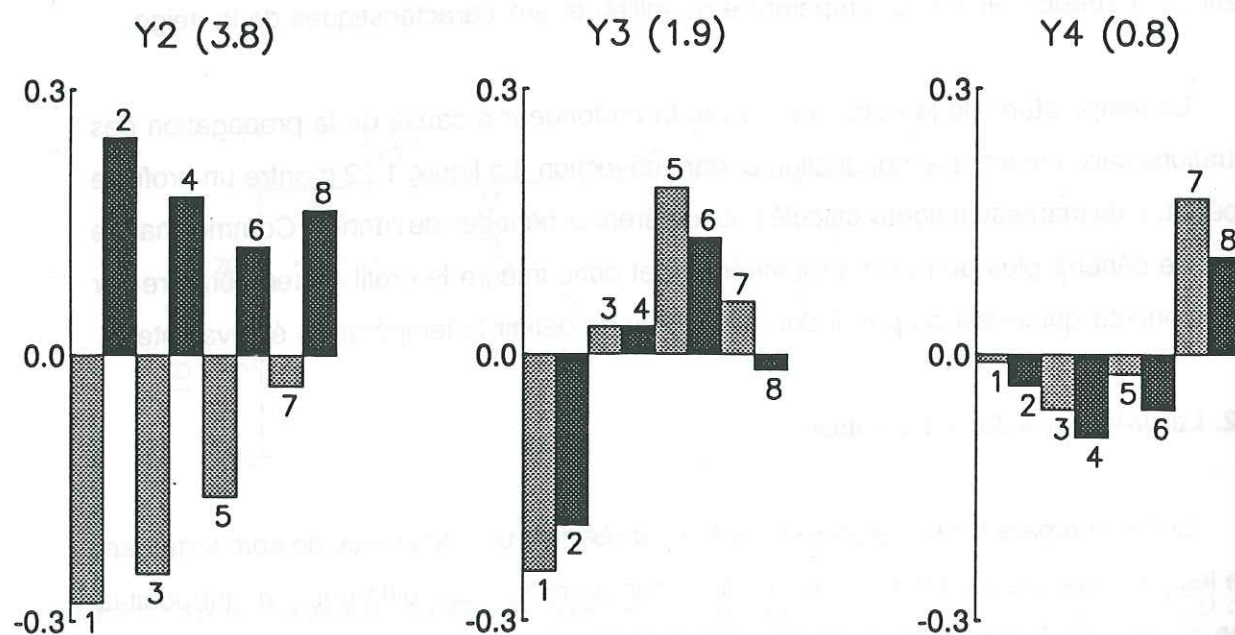


Fig.1.23 : Etude en composantes principales à partir des données SMMR de novembre 1981 obtenues au dessus de l'Antarctique : pondérations des différents canaux SMMR pour les seconde, troisième et quatrième composantes principales. Le pourcentage de variance totale est exprimé entre parenthèses (Fily et Benoist, 1991). Les canaux correspondent aux fréquences suivantes :

1: 6.6V	3: 10.7V	5: 18V	7: 37V
2: 6.6H	4: 10.7H	6: 18H	8: 37H

profil de température), et donc de son impact sur la température de brillance TB.

E.1.3. Le gradient en fréquence

Au regard des signatures (A) et (B) on constate également une différence de comportement de la forme, c'est à dire une différence entre deux fréquences pour une même polarisation. Tout comme pour la différence de polarisation, on définit le rapport des gradients en fréquences GR_V :

$$GR_V(freq.2 - freq.1) = \frac{TB_V(freq.2) - TB_V(freq.1)}{TB_V(freq.2) + TB_V(freq.1)} \quad (29)$$

On définit de même GR_H pour la polarisation horizontale en fonction de TB_H . Ce rapport a été introduit dans la même optique que précédemment ; comme il s'agit de la différence entre les températures de brillance à deux fréquences différentes mettant en jeu deux profondeurs de pénétration différentes, et donc deux températures équivalentes différentes, ce rapport n'est pas vraiment indépendant de la température du milieu : on en verra les conséquences ultérieurement.

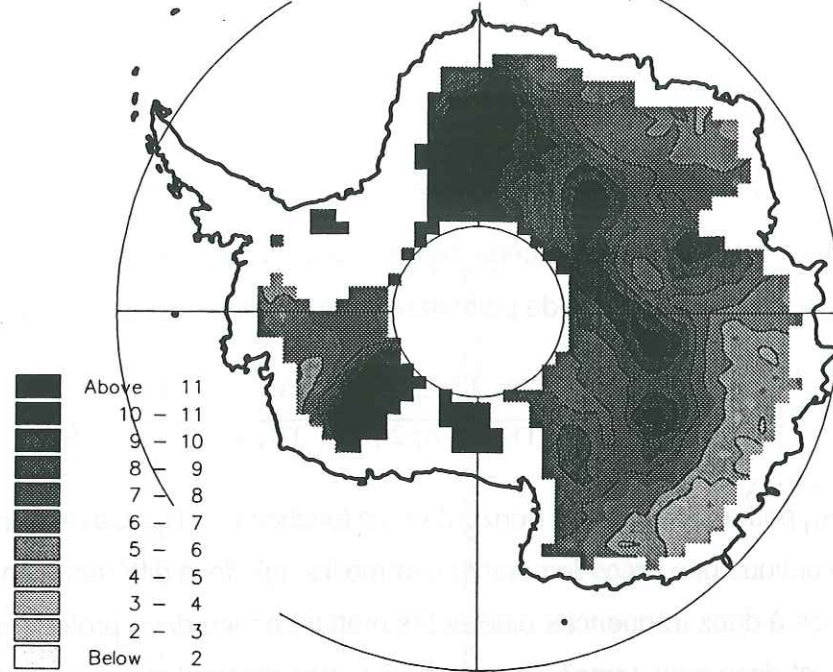
E.1.4. Résultats de l'étude en composante principale de Fily et Benoist (1991)

La technique d'analyse statistique en composante principale permet de mettre en évidence la contribution de divers paramètres à la variabilité du signal. L'étude de Fily et Benoist (1991) (fig.1.23) des données SMMR en Antarctique a mis en évidence les trois paramètres descriptifs de la signature spectrale :

- la première composante qui n'est pas indiquée à la figure 1.23, explique plus de 90% de la variance totale ; c'est une combinaison à peu près égale de tous les canaux ; elle est en fait relative à l'amplitude des signaux dans les différents canaux de fréquence,
- la seconde met en avant l'importance des différences de polarisation, surtout pour la fréquence 6.6 GHz,
- la troisième exprime des différences des comportements entre les différentes fréquences, la différence la plus significative est entre les fréquences 6.6 et 18 GHz,

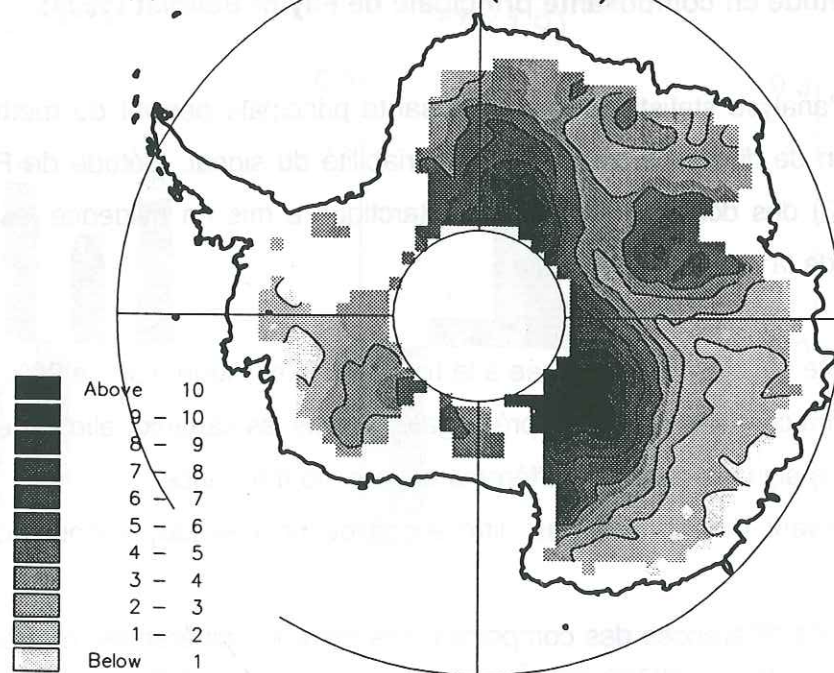
La quatrième composante, qui n'explique que 0.8 % de la variabilité totale, montre la singularité de la fréquence 37 GHz surtout sensible à la surface.

Rapport de Polarisation (x100)



a) distribution spatiale du rapport de polarisation à 6.6GHz, PR(6.6) x100

Rapport de Gradient (x100)



b) distribution spatiale du rapport de gradient en polarisation verticale entre les fréquences 18 et 6.6 GHz, GRv(18-6.6) x 100.

Fig.1.24 : Carte de l'Antarctique réalisée à partir des données SMMR de novembre 1981 (jours 304-305-306) :

E.2. Cartes de l'Antarctique pour les rapports de polarisation PR

On peut dresser les cartes de distribution spatiale des rapports de polarisation. Tous les PRs sont positifs. Parmi les différentes cartes des PR(6.6), PR(10.7), PR(18) et PR(37), les variations spatiales les plus extrêmes sont celles du PR(6.6) (fig.1.24a) comme l'avait annoncé l'étude de Fily et Benoist (1991). On observe une répartition spatiale du PR(6.6) liée à des variations des caractéristiques du manteau neigeux. Les rapports les plus grands sont caractérisés par les gris foncés, et inversement les plus faibles par les gris clairs. Selon Fily et Benoist (1991), la répartition spatiale du PR(6.6) n'a pas changé sur les sept années de données SMMR.

E.3. Cartes de l'Antarctique pour les rapports de gradient en fréquence GR

Ce sont les cartes de GRv(18-6.6) et GRh(18-6.6) qui montrent les valeurs les plus extrêmes (fig.1.24b). Ces deux GR présentent pratiquement la même répartition spatiale. Néanmoins les valeurs de GRh sont plus faibles puisque, comme on l'a vu précédemment, les TBv sont toujours supérieurs aux TBh pour la même fréquence. La répartition spatiale de ces valeurs n'est pas du tout la même que celle des PR, ce qui signifie que les GR devraient apporter une information différente des PR. La répartition spatiale de ces GR(18-6.6) n'a pas non plus varié au cours de sept années de données du SMMR. Sur la carte (fig. 1.24b), les gris foncés marquent les GRv les plus négatifs et les gris clairs les GRv les plus proches de zéro. Pour tout l'Antarctique le GRv(18-6.6) est négatif. Cette particularité est spécifique à ce rapport, les autres rapports peuvent avoir des valeurs positives mais la dispersion entre les valeurs minimum et maximum n'est pas aussi extrême que pour le GRv(18-6.6).

E.4. Conclusions

L'interprétation des signatures spectrales s'avère complexe, c'est pourquoi, dans une première étape, il est souhaitable de chercher à interpréter les signatures spectrales qui présentent des caractéristiques extrêmes. A partir des deux cartes de PR(6.6) et de GRv(18-6.6), j'ai sélectionné les zones présentant les valeurs minimales et maximales. La figure 1.25

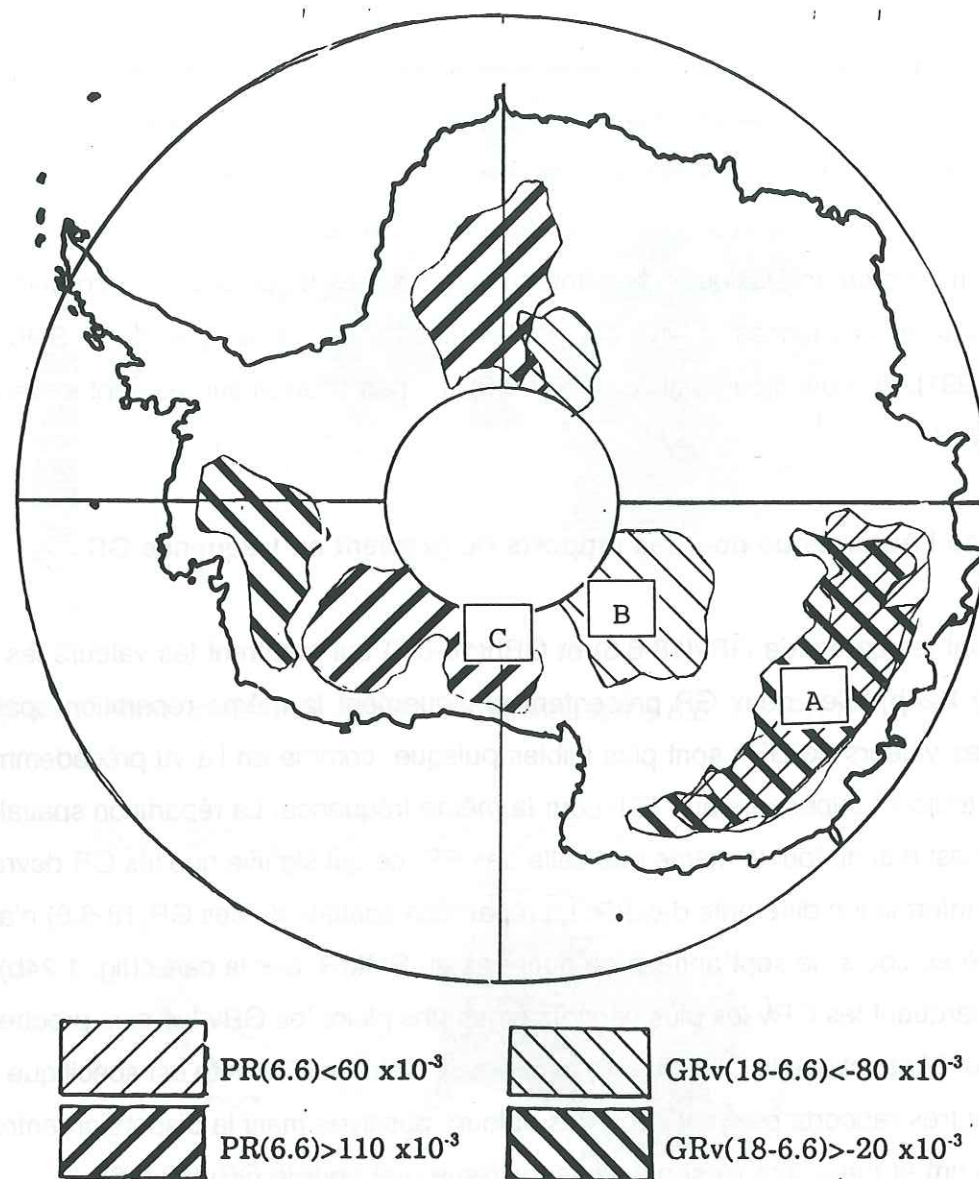


Fig.1.25 : Carte de l'Antarctique avec les zones présentant des valeurs extrêmes de PR(6.6) et de GRv(18-6.6).

montre quatre types de zones :

- deux zones présentant un PR(6.6) maximum " > 0.11 ",
- deux zones présentant un GRv(18-6.6) fortement négatif " < -0.08 ",
- une zone présentant un GRv(18-6.6) maximum " > -0.02 " (proche de zéro par valeur inférieure),
- et une zone présentant les doubles caractéristiques de PR(6.6) minimum " < 0.6 " et GRv(18-6.6) maximum " > -0.02 " (proche de zéro).

Les zones indiquées sur la carte par les lettres A, B et C sont les zones pour lesquelles les signatures spectrales sont données à la figure 1.21.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION DES DONNEES DE TERRAIN

COMPARAISON ENTRE LES DONNEES DE TERRAIN ET LES DONNEES SMMR

Le lancement de Nimbus-5 en 1972 est à l'origine des études en télédétection micro-onde sur les calottes polaires. Les observations radiométriques de la neige montrent des valeurs faibles d'émissivité (0.65-0.9) sur le Groenland comme sur l'Antarctique (Gloersen et al., 1974). Le coefficient d'absorption de la neige et l'émissivité de l'interface air-neige, seuls, ne peuvent pas expliquer ces faibles valeurs : la diffusion par les grains de neige doit être considérée (Chang et al., 1978). Zwally (1977) relie alors la taille des grains avec l'émissivité observée. Comme la taille des grains de neige augmente avec le temps (Gow, 1969), Zwally a pu calculer le taux d'accumulation à partir des données de télédétection. Rotman et al. (1983) ont repris ces travaux pour fournir des cartes du taux d'accumulation à partir des données de Nimbus-6 et d'une méthode statistique. Ces cartes présentent un certain nombre d'anomalies. En effet la théorie utilisée pour ce calcul est basée sur la diffusion de Mie ou la diffusion de Rayleigh. La diffusion par les grains de neige n'est ni une diffusion de Mie qui considère des grains sphériques ni une diffusion de Rayleigh qui suppose que le rapport taille de grains sur longueur d'onde est très petit.

Plutôt que de relier directement les données de télédétection aux données d'accumulation de neige, nous allons comparer les signatures spectrales aux caractéristiques du manteau neigeux afin de dégager les facteurs les plus importants et de mieux comprendre les mécanismes d'interaction neige-micro-onde. Dans un premier temps nous rappellerons quelques points fondamentaux concernant le métamorphisme de la neige, puis nous décrirons les données de terrain collectées et, enfin, comparerons ces données aux observations satellitaires.

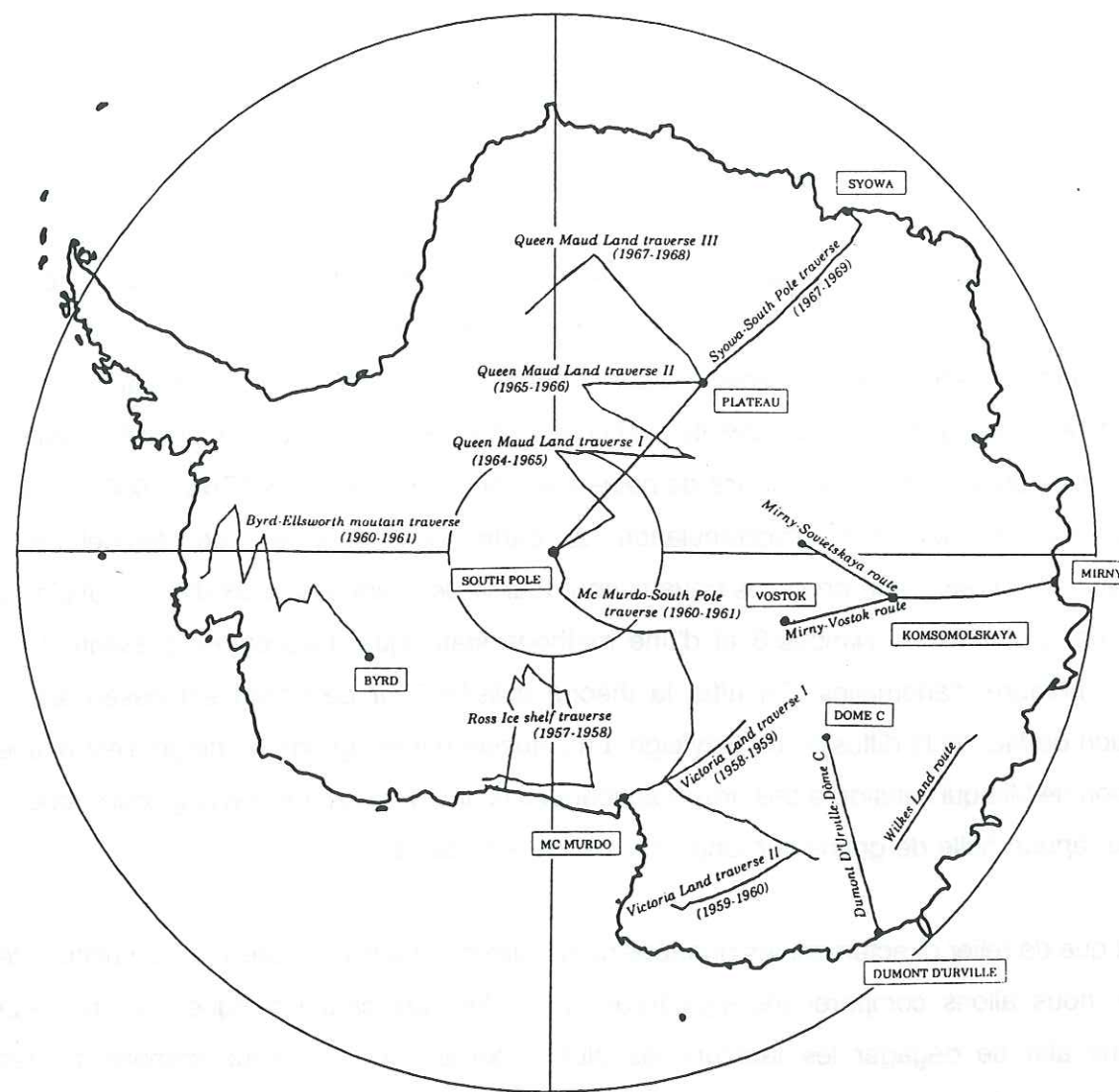


Fig.2.1 : Carte de l'Antarctique, localisation des treize raids.

A. DESCRIPTION DES DONNEES DE TERRAIN

L'hostilité et la taille immense de l'Antarctique font que peu de données de terrain sont disponibles, notamment pour l'intérieur du continent car la plupart des stations sont situées près des côtes (fig.II introduction).

Au cours des 20 à 30 dernières années, plusieurs raids ont été entrepris. Tout au long du parcours, des relevés stratigraphiques du manteau neigeux ont été faites. Ces données sont très utiles pour observer les variations des caractéristiques de la neige sur de longues distances. D'après l'étude de Fily et Benoist (1991), mis à part le cas du 37 GHz, la distribution spatiale des températures de brillance micro-onde n'a pas notablement changé durant les huit années de données du SMMR. On peut donc envisager de comparer des données de télédétection récentes avec des données de terrain plus anciennes.

Nous disposons des données de treize raids dont le parcours est indiqué à la figure 2.1. L'ensemble des données de terrain ainsi rassemblées permet d'obtenir une couverture globale de l'Antarctique. Etant donné le peu de données de terrain existantes, ces données constituent un acquis important, elles serviront de base à l'analyse empirique de l'interaction neige-micro-onde tout comme à l'étude théorique.

Les treize raids sont les suivants :

- traversée de Byrd aux montagnes Ellsworth 1960-1961 (Shimizu, 1964 ; Kojima, 1964),
- Dumont d'Urville-Dome C (communication personnelle de Pinglot et Pourchet),
- traversée de Syowa à Pôle Sud 1967-1969 (Murayama, 1971),
- traversée I de la Terre de la Reine Maud 1964-1965 (Piccioto et Crozaz, 1971),
- traversée II de la Terre de la Reine Maud 1965-1966 (Piccioto et Crozaz, 1971),
- traversée III de la Terre de la Reine Maud 1967-1968 (Piccioto et Crozaz, 1971),
- traversée I de la Terre de Victoria 1958-1959 (Kojima, 1964 ; Stuart et Heine, 1961),
- traversée II de la Terre de Victoria 1959-1960 (Kojima, 1964 ; Stuart et Heine, 1961),
- route Mirny-Sovietskaya (Sakiev, 1960),
- traversée de la Terre de Wilkes, route E (Goodwin, 1988 a et b),
- raid de Mc Murdo à Pôle Sud 1960-1961 (Kojima, 1964 ; Giovinetto, 1963),
- traversée du shelf de Ross 1957-1958 (Kojima, 1964 ; Crary et al., 1962),
- route Mirny-Vostok (communication personnelle de Lipenkov et Petit ; Showmsky et al., 1960).




















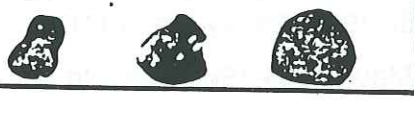
CODE	SYMBOLES GRAPHIQUES	FORMES TYPIQUES	
1			1 Plaquettes
2			2 Etoiles
3			3 Colonnes
4			4 Aiguilles
5			5 Dendrites spatiales
6			6 Colonnes entre 2 Plaq.
7			7 Particules irrégulières
8			8 Neige roulée ou Grésil
9			9 Granules de glace
0			0 Grêle

Fig.2.2 : Classification des cristaux de neige établie par l'Organisation Météorologique Mondiale.

A.1. DESCRIPTION DU MANTEAU NEIGEUX

La description succincte des mécanismes de formation du manteau neigeux présentée dans cette partie est extraite de fascicules publiés par le Centre d'Etude de la Neige (Pahaut et Sergent, 1991) ainsi que du livre de Lliboutry (1965 tome1).

Les gouttelettes d'eau qui constituent le nuage peuvent rester à l'état liquide même par température négative. Elles passent de l'état liquide à l'état solide lorsque la température est inférieure à -10°C. Ces gouttelettes cristallisent autour de particules (poussières...) appelées noyaux de congélation. Lorsque le poids des cristaux de neige ainsi formés est suffisant pour vaincre les mouvements ascendants de l'air dans le nuage, ils tombent, leur chute s'accélère progressivement.

La forme des cristaux de neige fraîche dépend essentiellement de la température à laquelle leur croissance s'est effectuée au sein du nuage ; suivant celle-ci, les cristaux vont prendre soit des formes allongées (aiguilles, colonnes), soit des formes planes (plaquettes), soit des formes planes correspondant aux belles étoiles que nous connaissons tous. La figure 2.2 donne la classification des différents types de cristaux de neige proposé par l'Organisation Météorologique Mondiale.

A.1.1. Evolution du manteau neigeux

En Antarctique, les chutes de neige successives s'accumulent tout au long de l'année pour constituer ce que l'on appelle le manteau neigeux. Les caractéristiques physiques de ce manteau neigeux ne sont pas figées ; elles vont évoluer en fonction des conditions météorologiques : nouvelles chutes de neige, vent et réchauffement ou refroidissement.

La neige déposée se tasse en même temps qu'elle subit des métamorphoses variées. Pour la neige froide, ou sèche, les transformations possibles sont la consolidation, la métamorphose destructive qui ne détruit que les formes géométriques initiales mais conduit finalement à un grossissement du grain et la métamorphose constructive qui grossit aussi le grain, mais en lui conservant une forme géométrique.

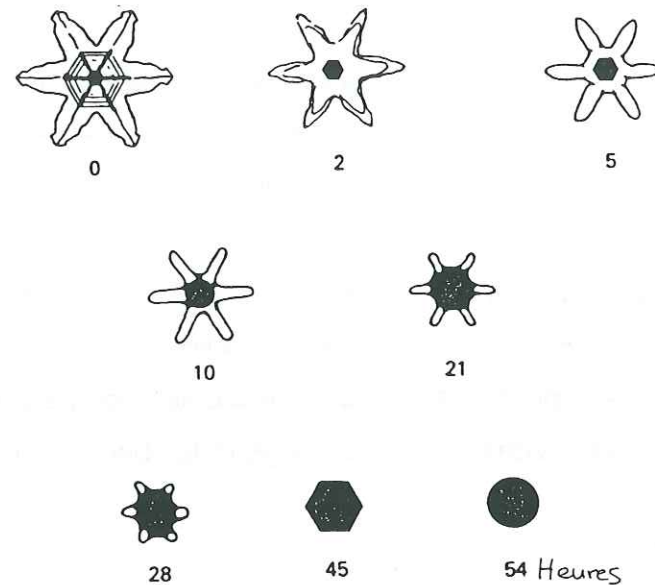


Fig.2.3 : Illustration d'une métamorphose destructive, d'après Colbeck (1982).

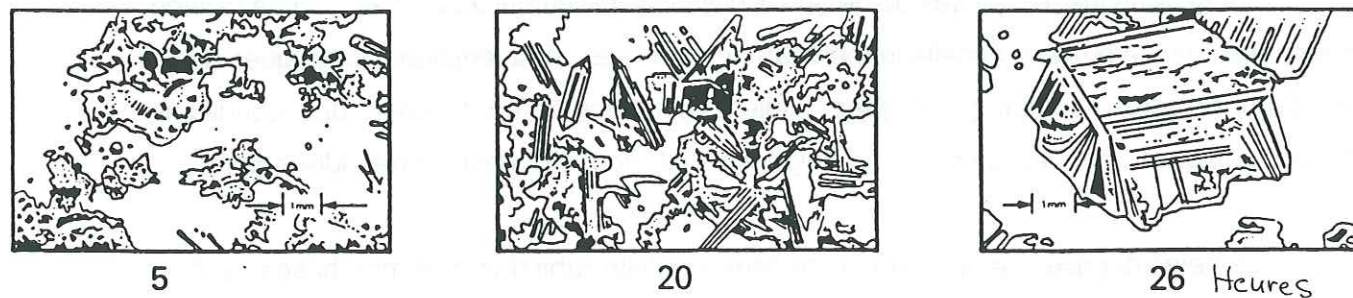


Fig.2.4 : Illustration d'une métamorphose constructive, d'après Colbeck (1982).

- Action de consolidation

Le manteau neigeux subit les actions mécaniques de consolidation : d'une part, du vent, s'il est assez fort, qui fragmente les cristaux de la couche de neige en surface et d'autre part, du poids de la couche de neige supérieure qui contribue à la fragmentation et à la destruction des cristaux des couches inférieures. Ceci conduit à une augmentation de la densité.

- Les métamorphoses destructive et constructive

Si les transformations liées à une action mécanique de consolidation peuvent être très rapides (échelles de l'heure ou de la journée), les évolutions dépendant d'une action thermodynamique seront en générale plus lentes (échelles de la journée ou de plusieurs semaines). Dans le cas de la neige sèche, cette action est commandée par la recherche permanente d'un équilibre entre les 2 phases de l'eau, solide et vapeur. L'efficacité des échanges glace / vapeur et vapeur / glace va dépendre des courbures caractérisant la périphérie des cristaux et du gradient de température défini par le profil vertical de température dans le neige.

La métamorphose destructive s'explique par l'effet de courbure des cristaux. Si deux surfaces de cristaux de glace de courbures différentes se trouvent à proximité l'une de l'autre, la plus forte courbure (convexité) est le siège d'une sublimation au profit de la plus faible courbure (concavité) qui devient un point de condensation directe (ou solide). Ce mécanisme est lié à la variation de pression de vapeur saturante. Ce processus tend à faire disparaître les pointes et les angles vifs, à lisser les contours, à combler les creux, provoquant ainsi un adoucissement des formes. La figure 2.3 est une illustration de la métamorphose destructive.

Alors que la neige froide s'altère lentement lorsque la température est uniforme (métamorphose destructive), des modifications plus rapides, conduisant à de gros grains à facettes géométriques, se produisent lorsqu'existe un gradient de température. Il y a alors distillation des grains plus chauds sur les grains plus froids, d'où croissance de ces derniers. La base du grain le plus froid devient le siège d'un givrage qui se dépose sous forme de gradins. C'est la métamorphose constructive. On appelle la neige, qui résulte de cette métamorphose, givre de profondeur. La figure 2.4 montre un exemple d'évolution par

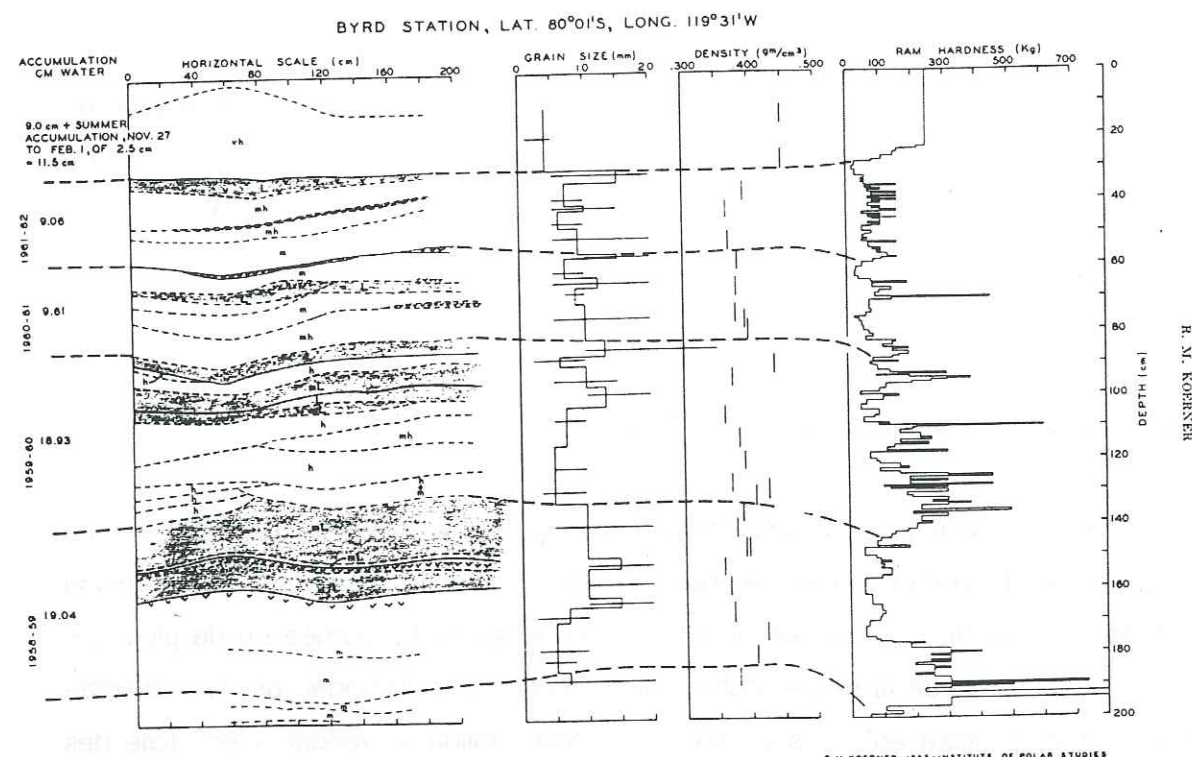


Fig.2.5 : Exemple de stratigraphie prélevée à Byrd (Antarctique de l'Ouest), (Koerner, 1964).

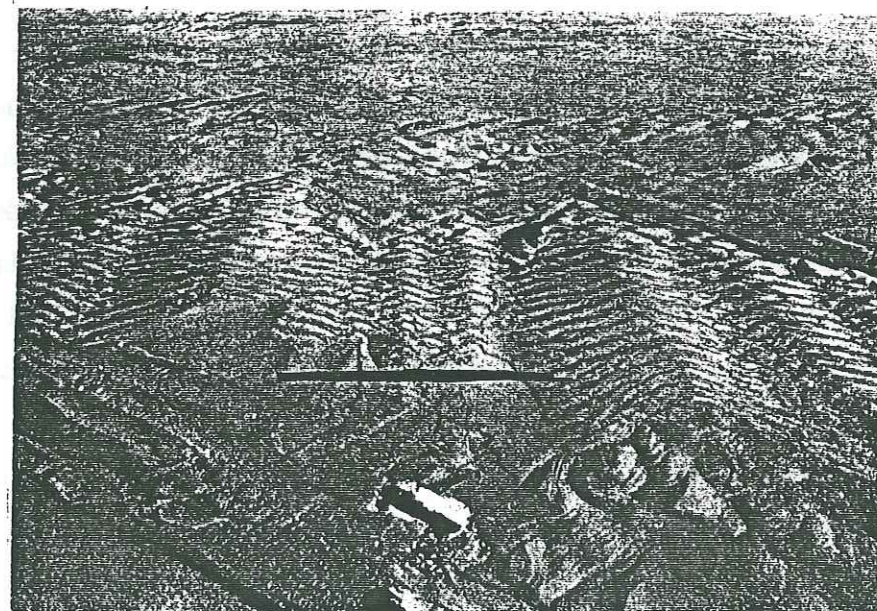


Fig.2.6 : Photo prise le long du raid Syowa-Pôle Sud représentant une forme en Y typique des rides ; ces rides sont alignées de façon parallèle à la direction du vent (Murayama, 1971).

métamorphose constructive. Lors de la métamorphose constructive, la densité ne varie guère et reste faible (0.3 -0.35) et ne se produit que si la densité de la neige est faible, et que la vapeur d'eau peut circuler facilement.

La présence d'un gradient important au sein d'une couche de neige est la conséquence d'une des propriétés thermiques de la neige qui s'avère être un bon isolant thermique. Ce pouvoir isolant est d'autant plus grand que le volume d'air inclus dans la neige est important. C'est donc dans les neiges de faible masse volumique que l'on mesure généralement les plus forts gradients.

L'effet de rayon de courbure et l'effet de gradient sont simultanés mais antagonistes : le premier tend à arrondir les cristaux, le second tend à les rendre anguleux. La prépondérance de l'un par rapport à l'autre va déterminer le type de grain de neige qui résultera de la métamorphose de la neige "sèche". Si le gradient de température est faible l'effet de rayon de courbure l'emporte sur l'effet de gradient.

A.1.2. La stratigraphie

- Description

On appelle stratigraphie la description de la structure du manteau neigeux en fonction de la profondeur. La figure 2.5 montre un relevé de stratigraphie. La stratigraphie est définie par l'épaisseur des strates, le profil de température et les caractéristiques de chaque strate. Les caractéristiques des strates sont, s'il s'agit d'une croûte de glace, son origine et, s'il s'agit d'une couche de neige, sa densité, sa dureté, la forme et taille des grains.

On peut reconnaître l'origine des croûtes enfouies dans la neige en profondeur à une analyse de la direction des axes optiques (Lliboutry, 1964). Si ceux-ci sont verticaux, il s'agit d'une strate de glace de regel ou d'un autre type de strate qui a recristallisé à l'abri du soleil ; si les axes optiques sont dirigés au hasard, il s'agit d'une croûte de vent ; si les axes optiques sont dirigés vers le soleil, il s'agit d'une croûte de radiation. Voilà du moins les conclusions auxquelles sont arrivés Kotliakov et al. (1969) à la suite de leurs observations pendant l'Année Géophysique Internationale. Ce sont des observations faites en Antarctique.

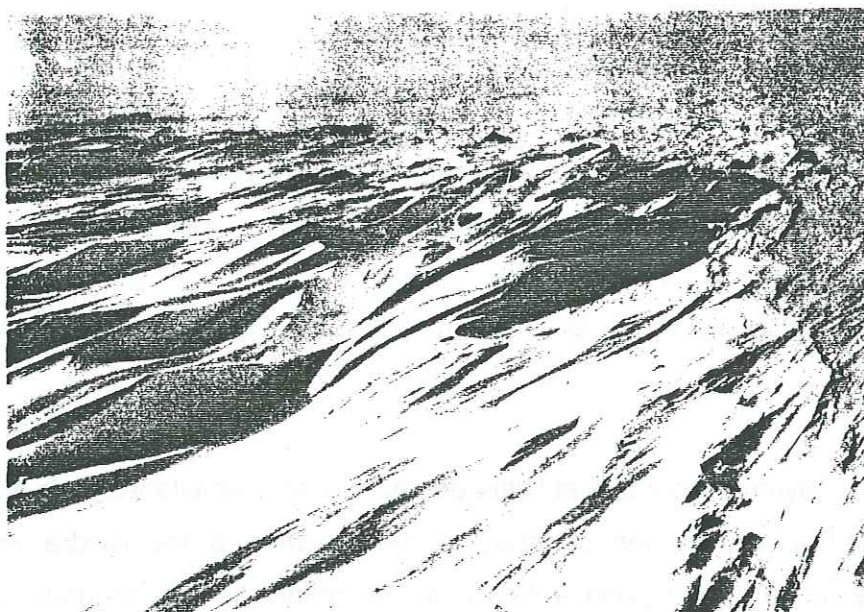


Fig.2.7 : Photo prise le long du raid Syowa-Pôle Sud représentant des sastrugis importants formés par vent fort (Murayama, 1971).

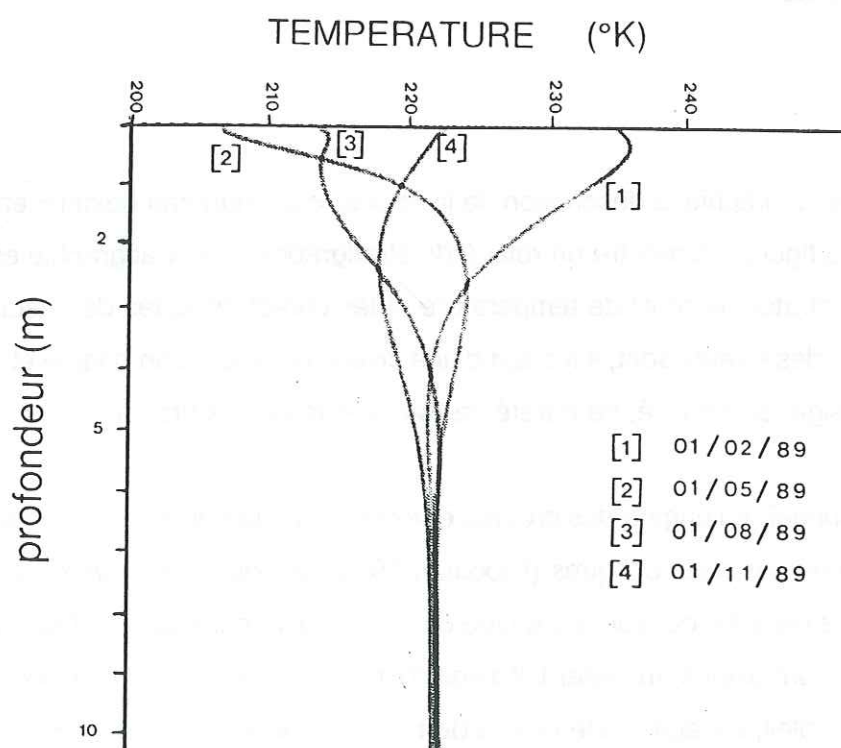


Fig.2.8 : Exemple de profils de température calculé à partir de données météorologiques sur le site de Dôme C pour quatre périodes de l'année par un modèle thermodynamique.

- Phénomènes de surface

En plus des caractéristiques de la structure du manteau neigeux, on décrit l'état de la surface. La surface peut être lisse, croûtée, rugueuse.

Lorsque le vent frappe la pente tangentiellement, ou sur un sol plat, apparaissent des irrégularités du sol que l'on peut ramener à quatre types principaux : les rides (en anglais ripples) et les vagues qui sont transversales au vent ; les sastrugi et les barkhanes qui sont allongés dans le vent (Lliboutry, 1964).

Les rides sont de toutes petites ondulations de quelques centimètres de longueur d'onde et de un millimètre de hauteur, ayant des faces verticales du côté au vent, exemple figure 2.6. En se développant, leur longueur d'onde augmente, puis ces rides deviennent sinueuses, puis finalement se transforment en sastrugi, exemple figure 2.7.

Les vagues et les barkhanes de neige s'observent sur la neige froide sans cohésion. Les vagues avancent dans le sens du vent, d'environ 5 cm par minute. Elles s'immobilisent et se consolident lors de l'arrêt du vent.

S'il n'y a que des amas de neige isolés, il se forme des barkhanes de neige, c'est à dire des dunes en croissant ayant leur face convexe et peu inclinée du côté vent, une face concave et raide du côté sous le vent.

- Modèle simplifié de stratigraphie en Antarctique

Ce modèle est basé sur des observations faites à la station de Byrd par Shimizu (1964). Pour comprendre les effets de gradient de température, on pourra s'appuyer sur la figure 2.8 qui montre un exemple de profil de température aux quatre saisons de l'année. Durant l'été (fig.2.8 profil [1]), les forts gradients de température sont de courtes durées. De ce fait les grains des nouvelles couches de neige ne grossissent pas. Entre la fin de l'été et le début de l'hiver, la température de l'air décroît rapidement. Un fort gradient apparaît alors près de la surface puisque la température moyenne des premiers mètres du manteau neigeux est élevée (fig.2.6 profil [2]). Les conditions sont donc réunies pour la métamorphose constructive dans les couches superficielles du manteau neigeux.

Les vents sont plus violents en hiver qu'en été. Par conséquent, les couches de neige formées en hiver sont plus compactes que celles de l'été. Leur densité peut atteindre 0.5. Les couches d'hiver ont alors une densité plus élevée que les couches d'été. Une couche de

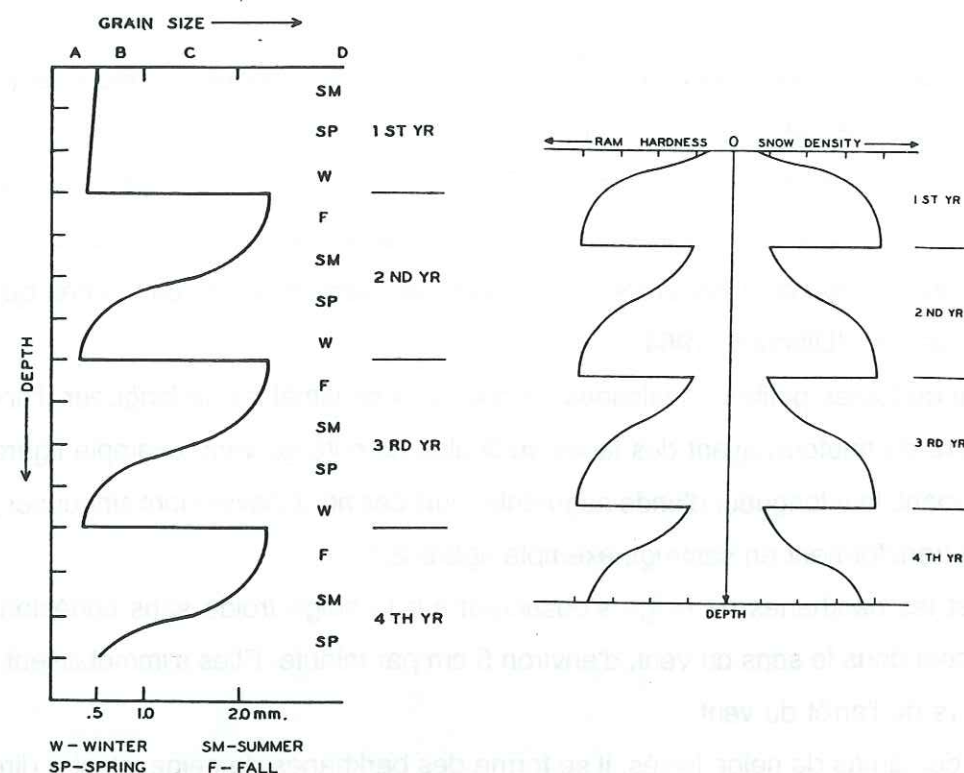


Fig. 6. Ideal distribution of grain size.

Fig.2.9 : Représentation d'une stratigraphie idéale : distribution de taille de grains, de densité et de dureté (Shimizu, 1964).

densité forte a une forte conductivité thermique. Par conséquent même si le gradient dans le manteau neigeux est élevé (fig.2.8 profil [3]), le gradient dans cette couche sera faible ; on ne constate alors aucun grossissement significatif des grains de neige dans cette couche. Au printemps, malgré l'existence d'un fort gradient de température (fig.2.8 profil [4]), la température la plus élevée se trouve en surface ; la température moyenne du manteau neigeux est encore particulièrement basse : la migration de vapeur d'eau due à ce gradient ne peut être très active. Cette description est celle d'une stratigraphie idéale (figure 2.9). La réalité est bien plus complexe mais cette vision caricaturale indique les conditions dans lesquelles les grains de neige vont grossir par le moyen de la métamorphose constructive. Quoiqu'il en soit la métamorphose destructive agit simultanément mais plus lentement.

L'évolution des caractéristiques de la neige est liée aux conditions climatiques. Dans le futur, la compréhension de ces mécanismes à l'origine de cette évolution nous permettra peut être de remonter dans le futur de remonter aux paramètres climatiques à partir des caractéristiques déterminées par télédétection.

A.2. DESCRIPTION DES RAIDS

A.2.1. Nature des données utilisées dans ce travail

Les treize raids fournissent des données sur 632 sites. On dispose ainsi de :

- l'altitude : 632 points de mesure,
- la densité moyenne sur 0 - 2 m : 467 points de mesure,
- la température à 10m, qui est représentative de la température moyenne annuelle (Zwally, 1977) : 272 points de mesure,
- la taille des grains de neige et le nombre de strates dans des stratigraphies d'une profondeur de 2 m : 118 points de mesure.

Une strate est définie à chaque fois que les caractéristiques de la neige changent en termes de taille de grains, de densité ou de croûtes.

Les tailles de grains sont classées selon quatre classes :

- les grains fins, d'un diamètre inférieur à 0.5 mm ; on prend pour taille moyenne 0.2 mm,
- les grains moyens, d'un diamètre compris entre 0.5 et 1 mm ; on prend pour taille moyenne 0.7 mm,
- les gros grains, d'un diamètre compris entre 1 et 2 mm ; on prend pour taille moyenne 1.5mm,
- les très gros grains, d'un diamètre supérieur à 2 mm ; on prend pour taille moyenne 3 mm.

Les distributions de tailles de grains ont été enregistrées pour différentes profondeurs : de la surface à 30 cm de profondeur et, de la surface à 2 m de profondeur. Dès lors on peut observer la distribution spatiale des tailles de grains et avoir une indication sur l'évolution de cette taille de grains en profondeur.

Toutes les caractéristiques du manteau neigeux définies ci-dessus n'ont pas été mesurées sur chacun des sites indiqués fig.2.1. Le relevé de stratigraphie est un travail minutieux, d'autant plus difficile à réaliser en Antarctique que les conditions de travail sont pénibles aux extrêmes.

A.2.2. Description des raids

Seuls les raids pour lesquels on dispose de toutes les informations sont décrits dans

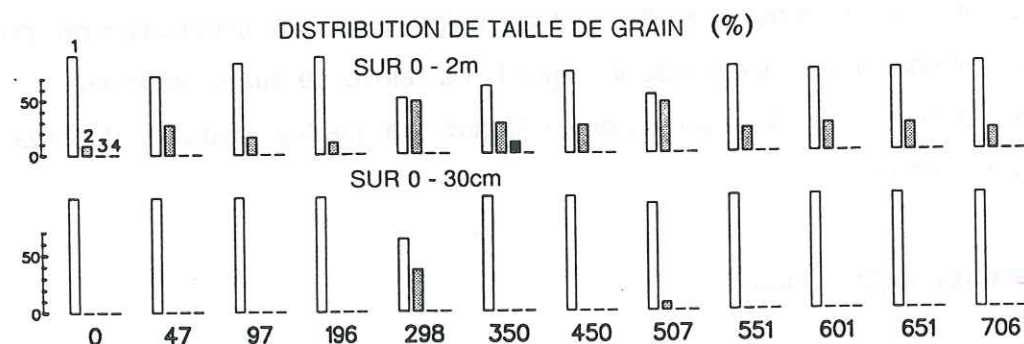
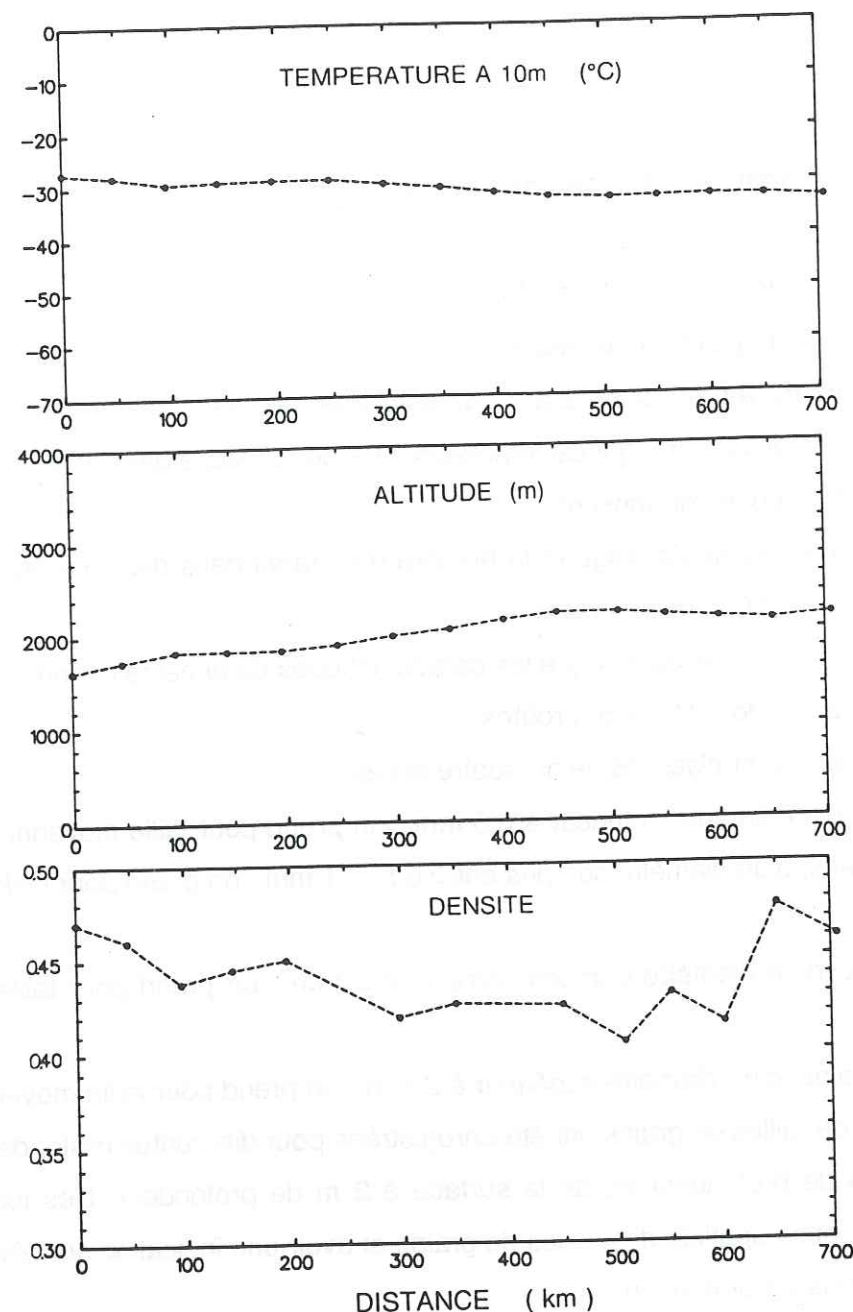


Fig.2.10 : Raid de la Terre de Wilkes : a) température à 10m, b) altitude, c) densité moyenne sur 0 - 2m et d) distribution de taille de grains de neige sur 0 - 30cm et sur 0 - 2m.
 1: grains fins 2: grains moyens 3: gros grains 4: très gros grains

cette partie. Il s'agit des raids de la Terre de Wilkes, de Mc Murdo à Pôle Sud, du shelf de Ross, de Mirny à Vostok et de Syowa à Pôle Sud.

- Raid de la Terre de Wilkes

Les mesures ont été faites durant plusieurs années à partir de 1980 par les Australiens (Goodwin, 1988). Sur toutes les figures les stations sont indiquées par la distance en kilomètres depuis le point de départ. Le point de départ de ce raid se situe à 68.6° de latitude Sud et 113.3° de latitude Est.

La température à 10m décroît tout le long de la traversée de -27°C à -33°C (fig.2.10a) tandis que l'altitude augmente depuis 1600m au point de départ passant par un maximum de 2300m vers 500km pour finir à 2200m (fig.2.10b).

La densité est supérieure à 0.42 pour la plus grande partie du raid (fig.2.10c). On observe un minimum vers 500km qui correspond à l'altitude maximum.

La taille des grains évolue peu le long de l'axe du raid (fig. 2.10d) aussi bien en surface (0 - 30 cm) qu'en profondeur (0 - 2 m). Les grains appartiennent aux classes des grains fins à grains moyens.

Le nombre de strates sur 0 - 2 m est de l'ordre de 15 à 20. Ce nombre relativement faible est lié au fort taux d'accumulation dans les régions côtières. Le taux d'accumulation est de l'ordre de 40 g cm⁻² an⁻¹ d'après Bromwich (1988).

Dans cette région, les vents forts ont un impact important sur la surface de la neige et de ce fait sur la stratigraphie. L'action mécanique du vent rend la surface très rugueuse, développant ainsi des sastrugis et des croûtes de vent, donnant une neige compacte, à petits grains donc à forte densité (Goodwin, 1988).

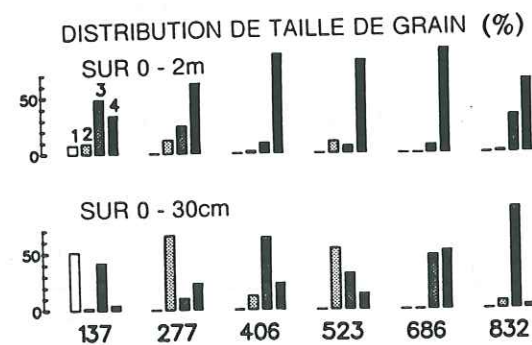
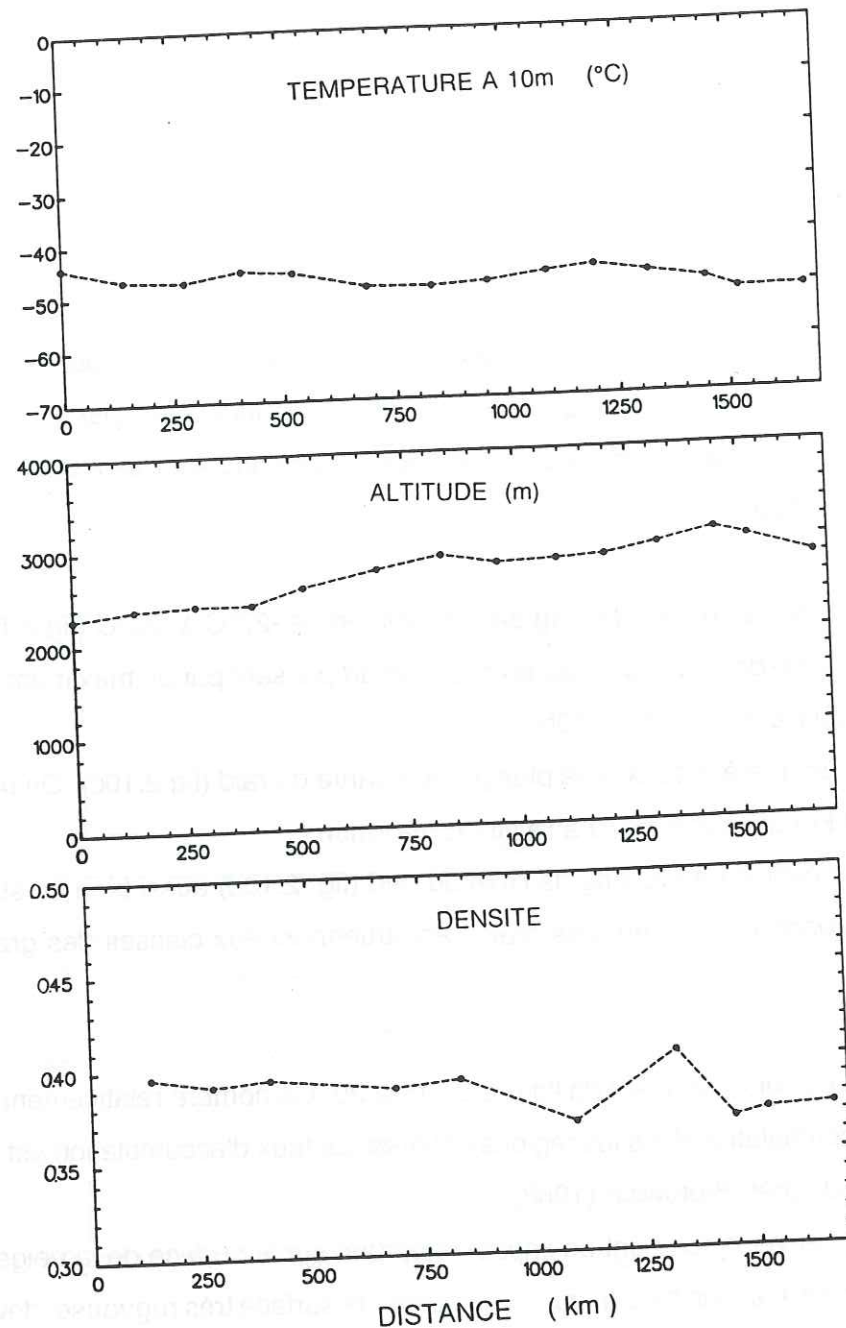


Fig.2.11 : Raid de Mac Murdo à Pôle Sud : a) température à 10m, b) altitude, c) densité moyenne sur 0 - 2m et d) distribution de taille de grains de neige sur 0 - 30cm et sur 0 - 2m.

- Raid de Mc Murdo à Pôle Sud

La traversée qui relie Mc Murdo à Pôle Sud a été entreprise durant les années 1960-1961 (Giovinetto, 1963).

Notre étude se limitera aux 850 premiers kilomètres puisque au delà de la latitude 84° Sud il n'y a pas de données SMMR. Le point de départ est localisé par la latitude de 78° Sud et la longitude de 154.2° Est.

La température à 10m fluctue entre -45°C et -50°C (fig.2.11a). L'altitude du point de départ est de 2300m, un maximum (2800 m) est atteint à 850km (fig.2.11b). La densité moyenne sur 0 - 2 m est environ de 0.39 (fig.2.11c). Le long de cet axe, on trouve des gros grains et très gros grains (fig.2.11d), particulièrement après 400km. Cette caractéristique est typique de cette traversée. En surface (0 - 30 cm), la distribution des tailles de grains est dominée par les gros grains. En profondeur, les grains deviennent très gros. Entre le point de départ et jusqu'à 400 kilomètres, on observe une transition des grains moyens vers des gros grains.

Cette région relativement centrale est caractérisée d'après Bromwich (1988) par un taux d'accumulation faible de l'ordre de 5 à 10 g cm⁻² an⁻¹ ce qui explique le nombre plus élevé de strates observées comparé à la traversée de la Terre de Wilkes, c'est à dire 25 à 45 strates sur 0 - 2 m, avec une moyenne de 35 strates.

La présence d'un fort gradient de température conduit au grossissement des grains en gros grains (givre de profondeur). L'effet de sublimation est très fort, si bien que les couches de neige de l'été disparaissent (Giovinetto, 1963). Tout comme dans la Terre de Wilkes, le vent modèle la surface en créant des sastrugi et des croûtes de vent.



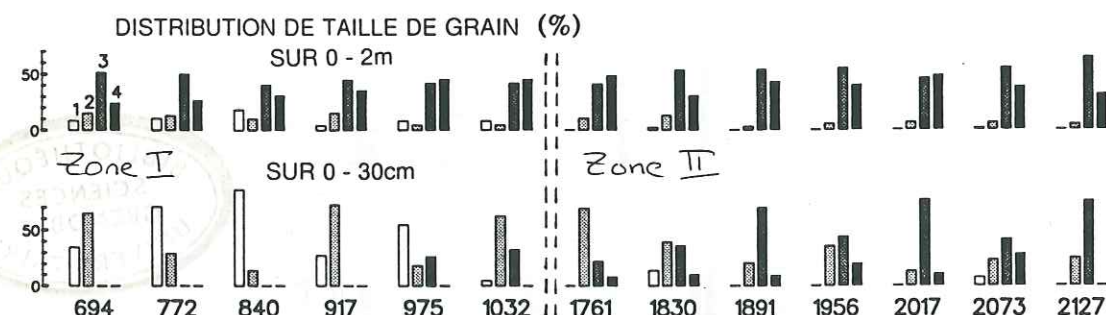
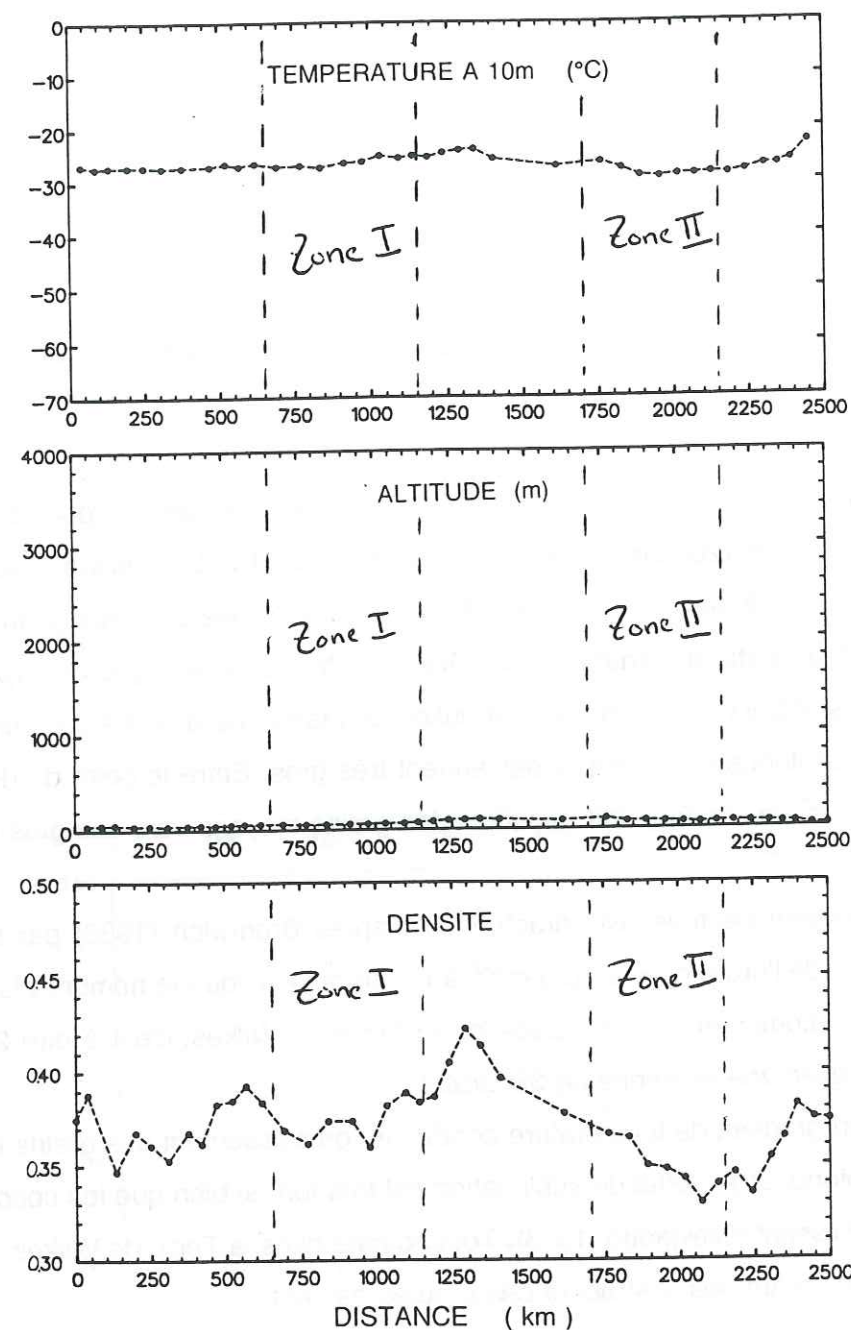


Fig.2.12 : Raid du shelf de Ross : a) température à 10m, b) altitude, c) densité moyenne sur 0 - 2m et d) distribution de taille de grains de neige sur 0 - 30cm et sur 0 - 2m.

- Raid du shelf de Ross

La traversée du shelf de Ross considérée dans cette étude a eu lieu en 1957-1958 (Crary et al., 1962). Seules des zones pour lesquelles les données SMMR sont disponibles sont décrites. De ce fait on décompose le raid en deux parties zone I de 700km à 1150km et zone II de 1750km à 2150km. Le point de départ est localisé par la latitude de 78.1°Sud et la longitude de 161.5° Ouest.

Dans les deux zones, la température à 10m est située entre -25°C et -30°C, légèrement plus froide dans la zone II que dans la zone I (fig.2.12a). L'altitude est faible, elle est de l'ordre de 50 à 70m (fig.2.12b).

La densité décroît de l'Est vers l'Ouest : de la zone I de densité moyenne de 0.37 à la zone II de densité moyenne de 0.34 (fig.2.12c).

Les grains en surface (0 - 30 cm) sont fins à moyens dans la zone I tandis qu'ils sont moyens à gros dans la zone II (fig.2.12d). En profondeur (0 - 2 m), pour l'une comme pour l'autre, les grains de neige sont gros à très gros (fig.2.12d).

Le taux d'accumulation est faible de l'ordre de 10 à 15 g cm⁻² an⁻¹ d'après Bromwich (1988). Il est cependant un peu plus élevé que pour le raid Mc Murdo - Pôles Sud. Dans la stratification, le nombre de croûtes est bien plus important que pour le raid de Mc Murdo-Pôle Sud, ce qui explique que le nombre moyen de strates sur 0 - 2 m est plus élevé - environ 50 à 60 - malgré un taux d'accumulation plus élevé aussi. La stratigraphie est relativement bien structurée (Crary et al., 1962) :

- des couches d'hiver de forte densité et de petits grains
- des couches d'été de faible densité et de gros grains avec des croûtes de regel (fonte).

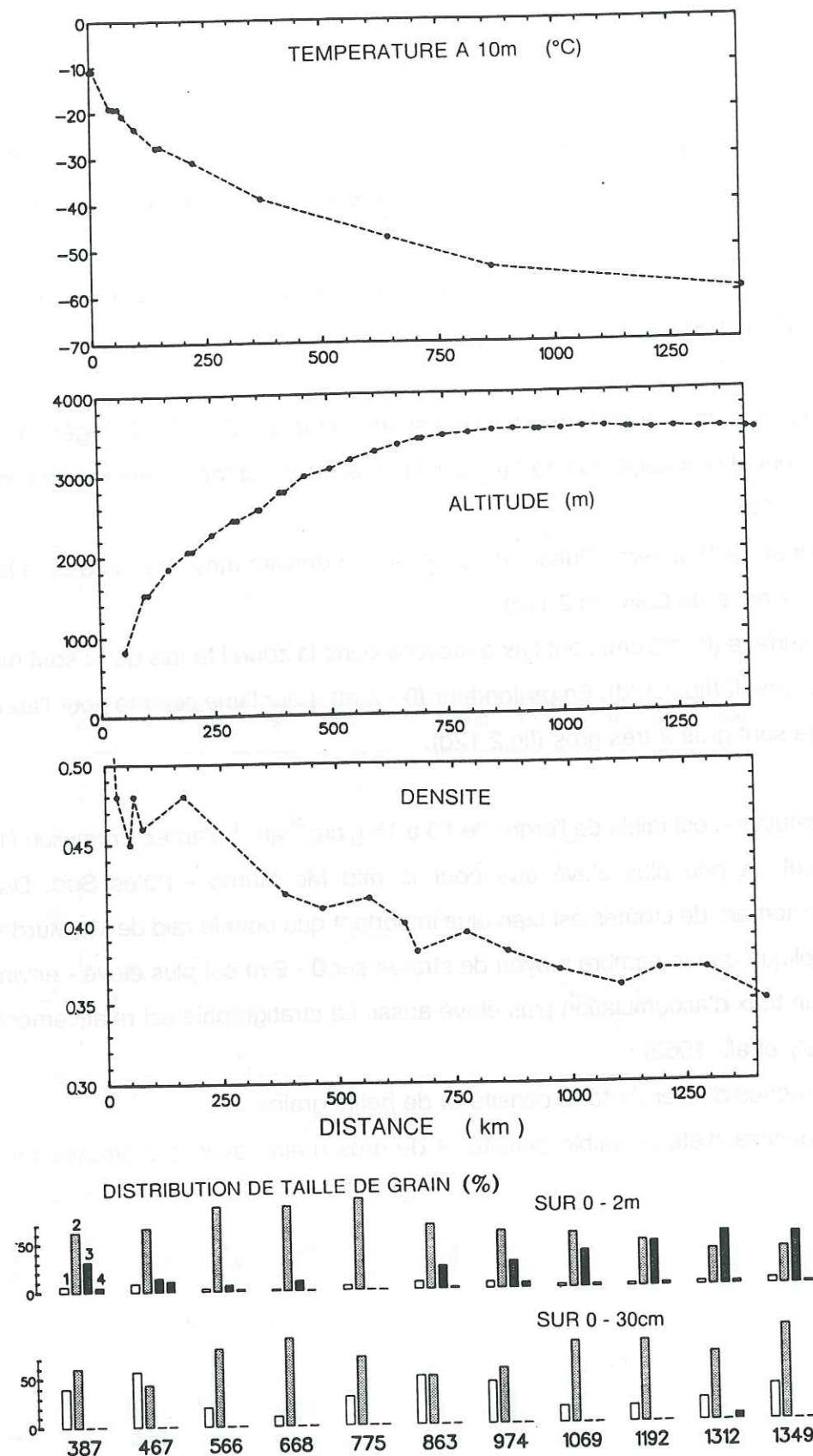


Fig.2.13 : Raid de Mirny à Vostok : a) température à 10m, b) altitude, c) densité moyenne sur 0 - 2m et d) distribution de taille de grains de neige sur 0 - 30cm et sur 0 - 2m.

- Raid de Mirny à Vostok

La traversée débute sur la côte, à Mirny pour continuer sur le plateau central jusqu'à Vostok (communication personnelle de Lipenkov et Petit). Les données SMMR sont disponibles entre 200km et 1440km (Vostok).

La température décroît progressivement de -10°C sur la côte à -60°C sur le plateau central (fig.2.13a) tandis que l'altitude augmente depuis le niveau de la mer jusqu'à 3500m à la Station permanente de Vostok en passant par un maximum de 3550m à 1250km (fig.2.13b). La densité moyenne du manteau neigeux sur 0 - 2 m est supérieure à 0.42 entre 200 et 600km puis décroît lentement pour atteindre une moyenne de 0.36 entre 1000 et 1440km (fig.2.13c).

Tout au long du raid, la taille des grains en surface (0 - 30 cm) est petite à moyenne. En profondeur (0 - 2 m) par contre, elle passe de la classe des grains moyens à 781km à la classe de grains moyens à gros à 1340km (fig.2.13d).

Le taux d'accumulation décroît depuis la côte vers le plateau central ce qui induit l'augmentation du nombre de strates. D'après Bromwich (1988), le taux d'accumulation est supérieur à $40 \text{ g cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$ sur la côte et inférieur à $5 \text{ g cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$ sur le plateau. Dans la zone côtière, le fort taux d'accumulation et les vents forts font que le manteau neigeux est composé de couches de grains fins de forte densité. Sur le dôme (plateau central), la faible accumulation et des vents plus faibles ainsi qu'un fort gradient thermique conduisent à un grossissement des grains en profondeur avec une faible densité.

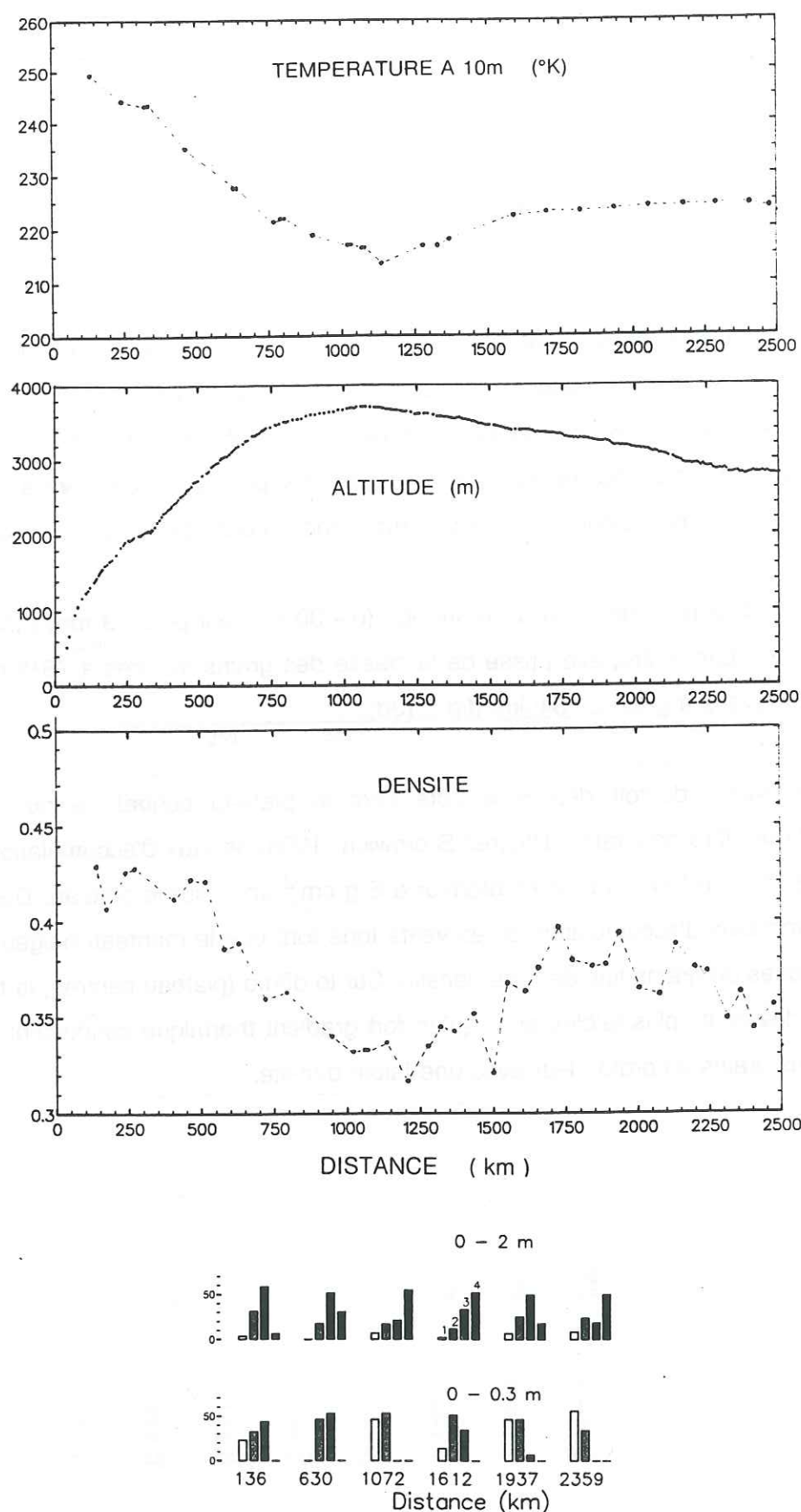


Fig.2.14 : Raid de Syowa à Pôle Sud : a) température à 10m, b) altitude, c) densité moyenne sur 0 - 2m et d) distribution de taille de grains de neige sur 0 - 30cm et sur 0 - 2m.

Raid de Syowa à Pôle Sud

Le raid partant de Syowa (69° Sud, 39.35° Est) sur la côte à Pôle Sud, jusqu'à la station Plateau (milieu du raid), présente approximativement les mêmes caractéristiques que celui de Mirny à Vostok.

Ce raid a été réalisé durant les années 1968-1969 par les Japonais (Murayama, 1971). Les données SMMR sont disponibles de 250 km jusqu'à 1700km.

La température décroît progressivement entre -10°C vers 100km à -60°C vers 1150km puis remonte très lentement jusqu'à -50°C vers 1600km ; à partir de 1600km elle reste constante jusqu'au Pôle Sud (fig.2.14a).

L'altitude progresse à l'inverse de la température (fig.2.14b). Elle s'élève de zéro à environ 3700m à 1100km, cette position correspond à un dôme que l'on appelle Dôme de Valkirj. A partir de ce dôme, l'altitude décroît lentement pour atteindre 2900m au Pôle Sud.

Sur le dôme, la densité moyenne sur 0 - 2 m est plus faible (0.33) que le long des pentes : supérieure à 0.41 de Syowa à 500km et environ 0.38 de 1600km à 2100km (fig.2.14c).

La distribution de taille de grains, figure 2.14d, indique que la taille des grains en surface tout comme celle en profondeur évolue tout le long du raid. En surface (0 - 30 cm), les grains sont moyens à gros à 630km, deviennent fins à moyens à 1072km pour repasser à moyen-gros à 1612km et de nouveau diminuer de taille à 1937km. En profondeur (0 - 2 m), la taille des grains augmente entre 136km, moyen-gros et 1072km, très gros. La taille des grains est encore importante à 1612km puis elle diminue à 1937km, grains moyens.

Le taux d'accumulation décroît depuis la côte ($40 \text{ g cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$), vers la station Plateau, ($\geq 5 \text{ g cm}^{-2} \text{ an}^{-1}$), ce qui induit l'augmentation du nombre de strates : 36 à 32 jusqu'à 630km puis 45 à 46 entre 1072 et 1612km. Dans la zone côtière, le fort taux d'accumulation et les vents forts font que le manteau neigeux est composé de couches de grains fins de forte densité. Sur le dôme, la faible accumulation, des vents plus faibles et un fort gradient thermique entraînent le grossissement des grains en profondeur et une faible densité.

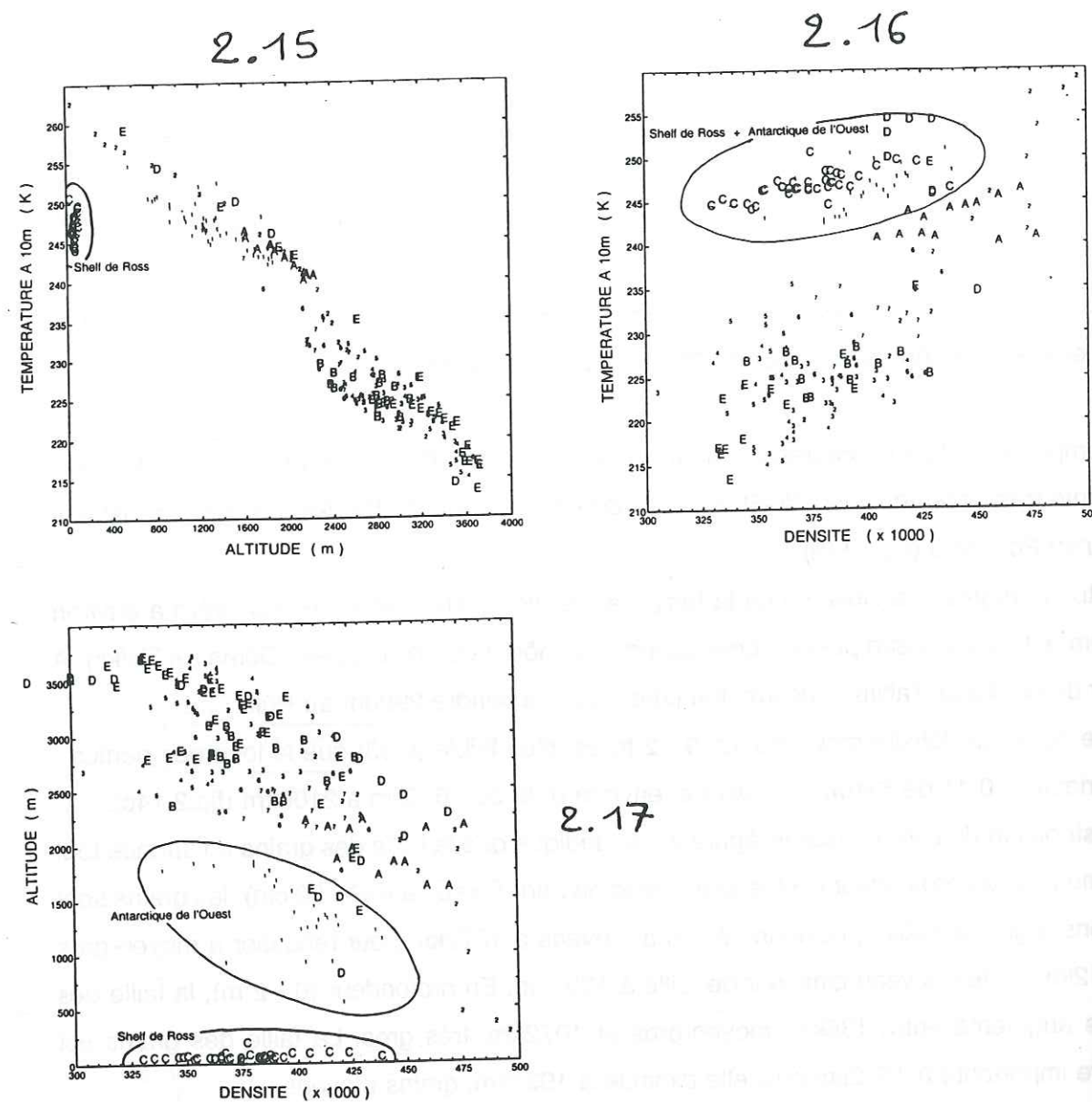


Fig.2.15 : Température à 10m en fonction de l'altitude ; les lettres se rapportent aux raids décrits en détails :

A: Terre de Wilkes B: Mac Murdo-Pôle Sud C: Shelf de Ross

D: Mirny-Vostok E: Syowa-Pôle Sud

les chiffres indiquent tous les autres raids :

1: Byrd-Montagne de Elsworth 2: Dumont d'Urville-Dôme C

3: Traversée QLM I 4: Traversée QLM II

5: Traversée QLM II 6: Traversée I de la Terre Victoria

7: Traversée II de la Terre Victoria

Fig.2.16 : Température à 10m en fonction de la densité moyenne sur 0 - 2m ; la légende est la même que celle figure 2.15

Fig.2.17 : Altitude en fonction de la densité moyenne sur 0 - 2m ; la légende est la même que celle de la figure 2.15

A.2.3. Etude globale

L'étude par sites montre bien que d'une zone à l'autre les caractéristiques du manteau neigeux changent considérablement. L'étude globale de ces caractéristiques permet de rendre compte que le comportement de ces dernières est complexe mais non aléatoire. Mon but dans cette partie n'est pas de fournir une interprétation des divers comportements car ceci nécessiterait une longue étude supplémentaire mais de bien montrer que les caractéristiques du manteau neigeux sont fonction du lieu et des processus de déposition qui les affectent.

La figure 2.15 montre le comportement de la température à 10m en fonction de l'altitude pour tous les sites relevés, y compris ceux qui n'ont pas fait l'objet d'une étude détaillée. Mis à part le cas particulier du shelf de Ross, on voit un lien très étroit entre l'altitude et la température à 10m qui est supposée représenter la température moyenne annuelle.

Le lien entre la densité et la température (fig.2.16) est bien moins clair. On observe cependant que la densité croît lorsque la température croît pour les points situés en Antarctique de l'Est, sur le plateau. En Antarctique de l'Ouest et sur le shelf de Ross les conditions sont très différentes.

On peut aussi représenter la densité en fonction de l'altitude. L'Antarctique de l'Ouest et surtout le shelf de Ross se comportent à nouveau de façon différente.

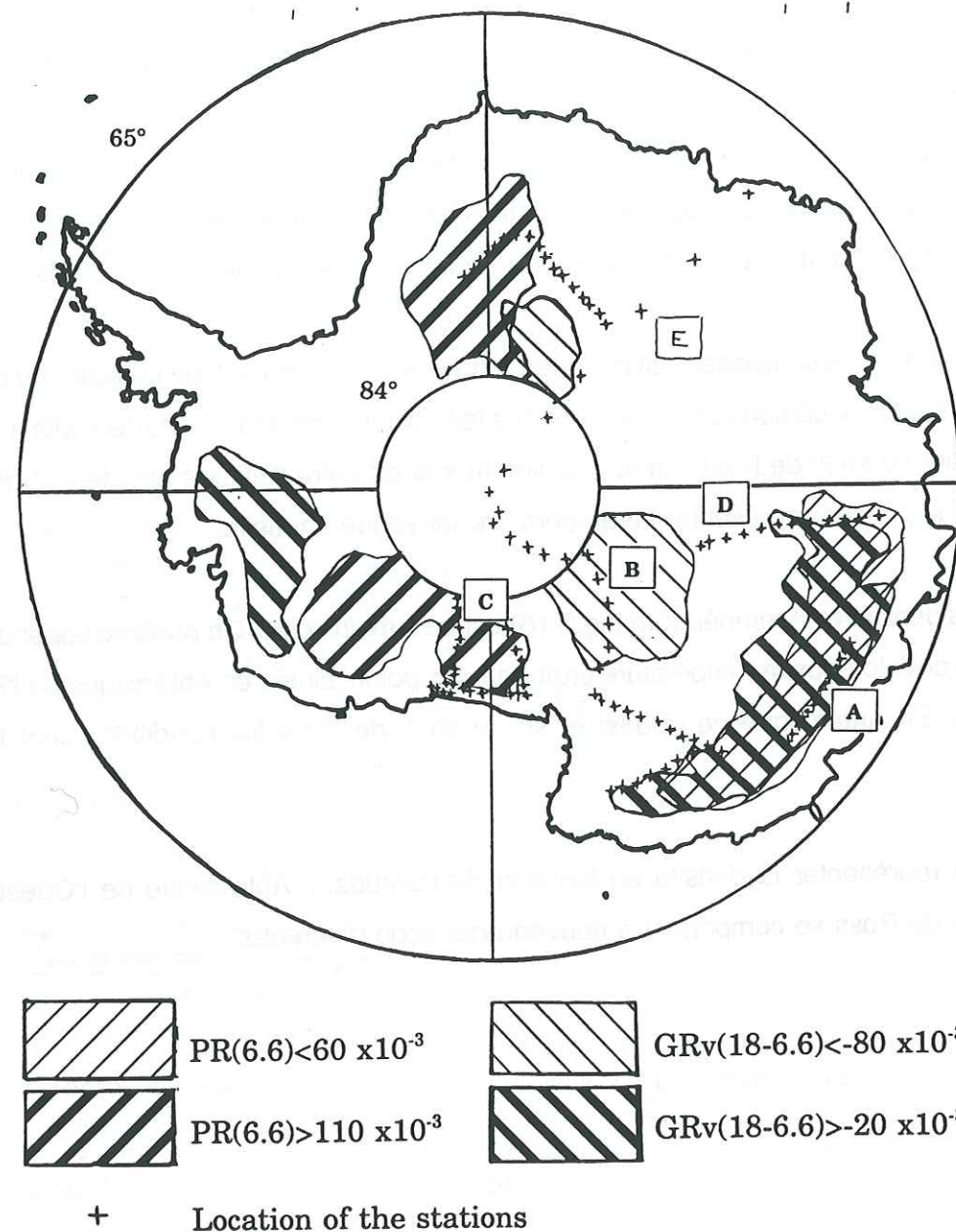


Fig.2.18 : Carte des valeurs minimales et maximales des PR(6.6) et GRv(18-6.6) et localisation des raids étudiés.

B. COMPARAISON ENTRE LES DONNEES DE TERRAIN ET LES DONNEES SMMR

Les raids qui sont étudiés plus spécifiquement dans cette partie sont les mêmes que ceux présentés dans le chapitre 2. Ils correspondent à des zones pour lesquelles les signatures spectrales sont typiques (fig.2.18).

B.1. Description de l'évolution des rapports de polarisation (PR) et des rapports de gradient (GR) tout au long des raids

Pour cette partie, on s'appuie de la figure 1.19 (feuille détachée) qui se trouve dans la pochette sur la face intérieure de la couverture du manuscrit.

Les courbes de PR et de GRv (définis dans le chapitre 1) résultent d'une interpolation bilinéaire pondérée des valeurs entre les stations de mesures et les grilles de données satellites ; dans leur représentation en fonction de la distance, elles ont été lissées par un lissage par Spline.

- Le raid de la Terre de Wilkes

Les rapports de polarisation sont constants et faibles (environ $40 - 50 \cdot 10^{-3}$) tout le long de la traversée, et identiques quelque soit la fréquence (fig.2.19a). Les rapports de gradient sont constants eux aussi et très proches de zéro.

Les GRv(10.7-6.6) et GRv(37-18) sont positifs tandis que le GRv(18-6.6) est négatif tout le long de la traversée (fig.2.19a).

- Le raid Mc Murdo-Pôle Sud

Les rapports de polarisation sont globalement un peu plus élevés que pour la Terre de Wilkes, environ $70 - 100 \cdot 10^{-3}$ (fig.2.19b). Excepté le cas du PR(37), il y a peu de différence entre les fréquences. On observe une inversion des réponses en fréquence vers 350 à 400km probablement due à un changement des caractéristiques de la surface.

Les rapports de gradient sont extrêmes (fig.2.19b), particulièrement le GRv(18-6.6) qui atteint vers 800km la valeur minimale observée en Antarctique. Seule le GRv(37-18) est

positif et presque constant tout le long du raid.

- Le raid du shelf de Ross

Les rapports de polarisation sont élevés dans les deux zones et croissent lorsque la fréquence décroît (fig.2.19c). La différence la plus notable entre ces deux zones est que les PR(6.6) et PR(10.7) sont plus élevés dans la zone II que dans la zone I.

Les rapports de gradient ont la même allure que pour le raid Mc Murdo - Pôle Sud, mais avec des intensités plus faibles (fig.2.19d). Le GRv(18-6.6) est plus bas dans la zone II que dans la zone I et le contraire est vrai pour le GRv(37-18).

- Raid Mirny - Vostok

Entre 200 et 700 km, les rapports de polarisation sont constants, aucune distinction n'est faite entre les réponses aux différentes fréquences (fig.2.19e). A partir de 700km, ils commencent à différer. Le PR(6.6) et le PR(10.7) croissent pour atteindre un maximum sur le dôme (1200km) et ensuite en allant vers Vostok décroissent. Le PR(18) croît de 800 à 1400km et le PR(37) de 900 à 1400 km.

Les rapports de gradient, entre 200 et 800km, sont proches de zéro. Seul de GRv(18-6.6) est négatif (fig.2.19e). A partir de 800km, les GRv(37-18) et GRv(10.7-6.6) évoluent progressivement vers des valeurs négatives tout en restant proches de zéro tandis que le GRv(18-6.6) décroît fortement.

- Le raid de Syowa à Pôle Sud

De 250 à 900km, les rapports de polarisation sont quasiment indépendants de la fréquence excepté le PR(37). Entre 900 et 1200km, le PR(10.7) et surtout le PR(6.6) croissent. Entre 1200 et 1500 km, les PR(10.7) et PR(6.6) décroissent tandis que les PR(37) et PR(18) croissent.

Le GRv(18-6.6) est toujours négatif et a une évolution similaire à celle du GRv(10.7-6.6) bien que ce dernier peut être positif ou négatif. Entre 250 et 400km, les GRv(18-6.6) et GRv(10.7-6.6) décroissent légèrement puis jusqu'à 900km croissent. Le GRv(37-18) décroît

Nombre de strates	Densité	Site
15-20	>0.42	Terre de Wilkes
20-25	>0.42	Mirny-Vostok, jusqu'à 600 km
36	0.41-0.42	Syowa-Pôle Sud jusqu'à 500 km
35	0.39	Mc Murdo-Pôle Sud
35-40	0.36	Mirny-Vostok, à partir de 1000 km
50	0.37	Shelf de Ross, zone I
55	0.34	Shelf de Ross, zone II
45	0.33	Syowa-Pôle Sud

Tableau 2.1 Encadrement du nombre de strates sur 0 - 2 m pour les sites étudiés.

de 250 à 1250km, de là il se met à croître. A partir de 1000km, les GRv(18-6.6) et GRv(10.7-6.6) décroissent.

B.2. Comparaison avec les données de terrain

Le profil de température a une double influence sur les mesures de radiométrie au travers de la structure de la neige (chapitre 2) et de son émissivité puis par l'intermédiaire de la température de brillance proportionnelle à une température équivalente du milieu.

Si l'on suppose que la profondeur de pénétration ne dépend quasiment pas de la polarisation, alors les rapports de polarisation sont presque indépendants de la température. Par contre, nous devons prendre des précautions pour l'étude des rapports de gradient, même si nous avons sélectionné les données de novembre en vue de limiter les effets de température.

A partir des données de terrain et de leur comparaison avec les données SMMR, nous pouvons formuler deux remarques principales.

Les fortes valeurs des PR(6.6) et PR(10.7) sont liées à de grandes différences entre les PR de chaque fréquence et aussi aux faibles valeurs de densité et au nombre élevé de strates (tableau 2.1). Les meilleurs exemples sont la traversée du shelf de Ross et les portions des raids Mirny-Vostok (autour de 1200km) et Syowa-Pôle Sud (autour de 1200km) qui correspondent à un dôme.

Les plus forts rapports de gradient, en particulier le GRv(18-6.6), sont localisés le long du raid Mc Murdo-Pôle Sud, zone pour laquelle les grains de neige les plus gros ont été observés. Cette dépendance entre les tailles de grains et les rapports de gradient peut être aussi observée le long des raids Mirny-Vostok et Syowa-Pôle Sud, pour les grains en profondeur (0 - 2 m), ou encore en comparant les zones I et II du raid du shelf de Ross pour les grains de surface (0 - 30 cm).

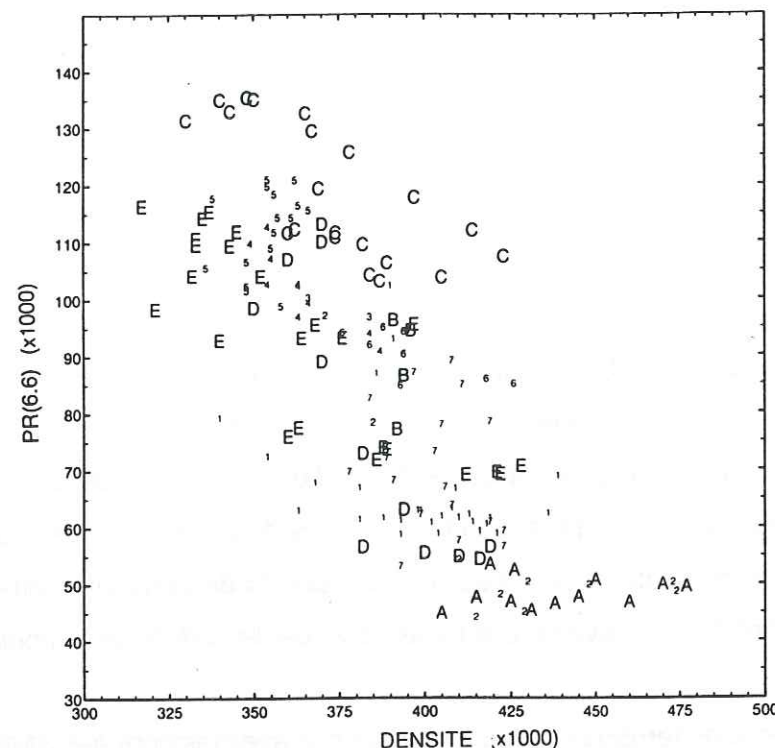


Fig.2.20 : PR(6.6) en fonction de la densité moyenne sur 0 - 2m ; les raids spécifiquement étudiés sont indiqués par les lettres :

A: Terre de Wilkes B: Mc Murdo-Pôle Sud
C: Shelf de Ross D: Mirny-Vostok
E: Syowa - Pôle Sud

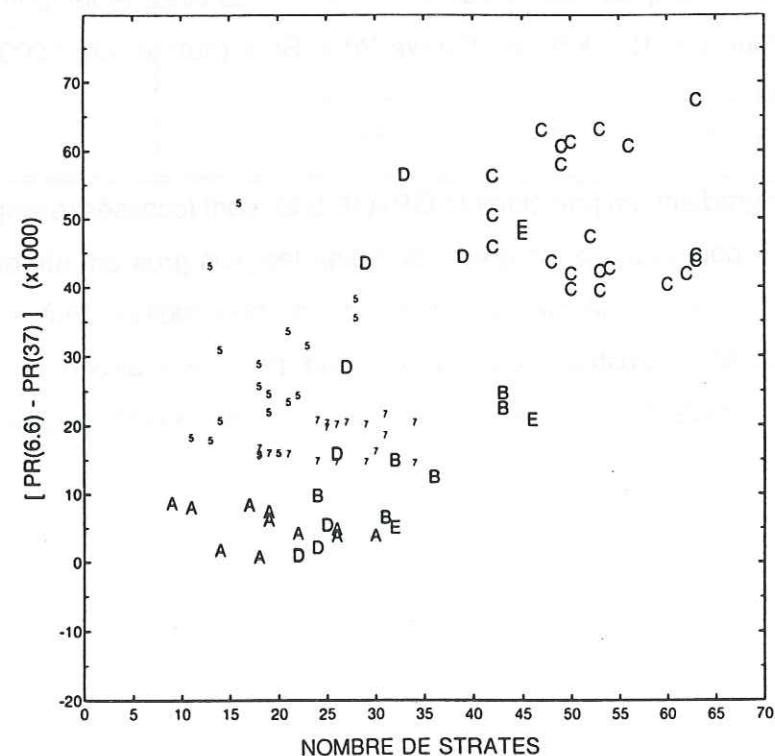


Fig.2.21 : [PR(6.6) - PR(37)] en fonction du nombre moyen de strates sur 0 - 2m ; la légende est la même que celle de la figure 2.20.

B.3. Etude sur l'ensemble des raids

Dans cette partie, les relations, entre les données de terrain et les données SMMR trouvées au paragraphe précédent, seront étudiées pour l'ensemble des données des raids. En plus des paramètres étudiés jusqu'à présent, nous utilisons des moyennes pondérées de taille de grains pour les deux distributions sur 0 - 30 cm et 0 - 2 m, et les différences entre les rapports de polarisation [PR(6.6) - PR(10.7)], [PR(6.6) - PR(18)] et [PR(6.6) - PR(37)].

B.3.1. Rapports de polarisation, densité et stratification

Nous avons vu que, lorsque la densité diminue, les rapports de polarisation augmentent. Le cas le plus explicite est le cas du PR(6.6) (fig.2.20). Cette observation est contraire aux résultats du modèle d'émissivité simplifié, qui sera abordé dans la deuxième partie. On peut supposer alors qu'une densité faible signifie que le milieu est fortement stratifié mais qu'elle n'a aucun impact direct sur l'émissivité. Une faible densité entraîne une faible conduction avec des gradients thermiques élevés et finalement une stratification par métamorphisme (Alley, 1988).

D'un autre côté, une forte corrélation a été trouvée entre le nombre de strates et la différence entre les rapports de polarisation, en particulier la différence [PR(6.6) - PR(37)]. Plus le nombre de strates est élevé, plus la différence [PR(6.6) - PR(37)] augmente (fig.2.21). Ce comportement est dû à la différence de profondeur de pénétration entre ces deux fréquences. Elle est généralement supérieure à 10 m à 6.6 GHz et inférieure au mètre à 37 GHz. La différence de polarisation augmente avec le nombre de strates car l'émissivité décroît plus vite en polarisation horizontale à cause des réflexions aux interfaces qu'en polarisation verticale car l'angle d'incidence est proche de l'angle de Brewster.

Il est surprenant que la corrélation entre le PR(6.6) et le nombre de strates ne soit pas très bonne. Plus de détails devraient probablement être pris en compte, par exemple distinguer les strates de neige des croûtes de vent ou de regel. De plus des informations sur 0 - 2 m ne sont pas suffisantes pour expliquer le comportement du 6.6 GHz qui pénètre à plus de 2 m. Ces deux remarques peuvent expliquer la dispersion des points dans la figure 2.20 représentant le PR(6.6) en fonction de la densité.

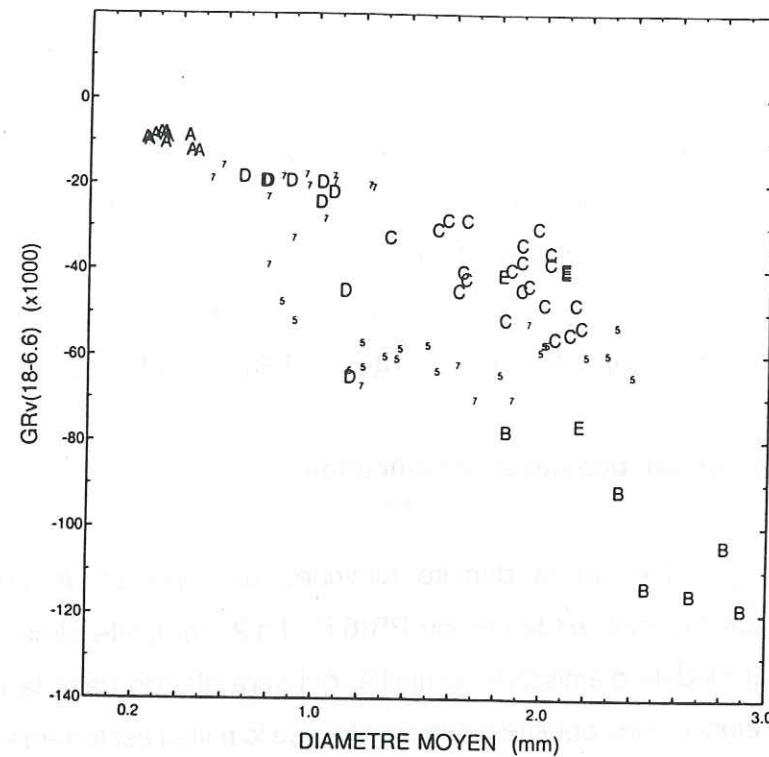


Fig.2.22 : GRv(18-6.6) en fonction de la taille moyenne des grains sur 0 - 2 m ; la légende est la même que celle de la figure 2.20.

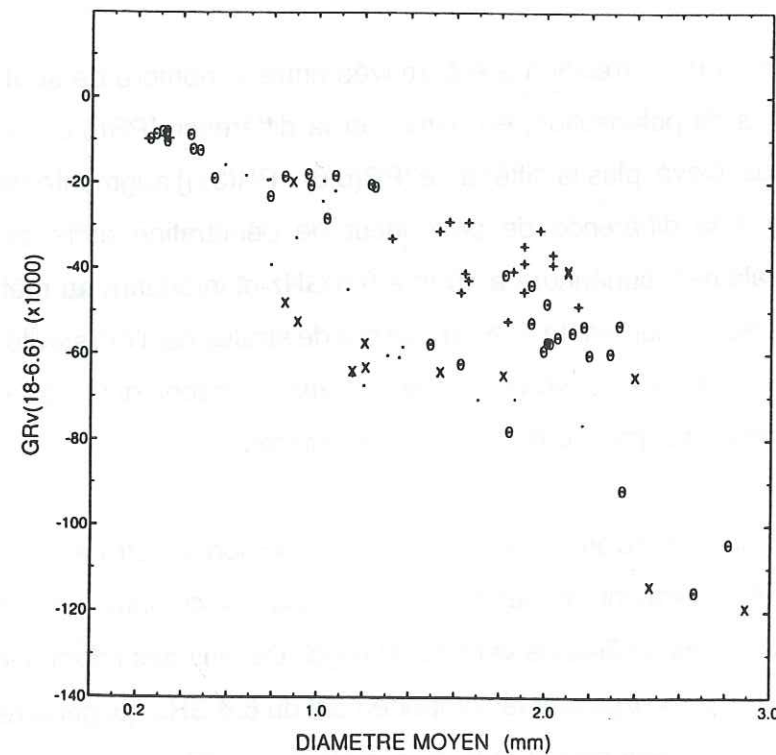


Fig.2.23 : GRv(18-6.6) en fonction de la taille moyenne des grains sur 0 - 2 m - influence de la température : + pour des températures supérieures à 245 K, o pour des températures comprises entre 225 et 245 K et x pour des températures inférieures à 225 K.

En conclusion, la densité n'a pas d'effet direct sur la différence de polarisation mais constitue un paramètre important car elle représente un indicateur de la stratification qui est le facteur essentiel. C'est vrai pour les basses fréquences, 6.6 et 10.7 GHz qui pénètrent profondément, les fréquences plus élevées étant davantage affectées par les phénomènes de surface.

B.3.2. Rapports de gradient et taille de grains

La meilleure corrélation est celle entre la taille moyenne des grains de neige sur 0 - 2 m et le GRv(18-6.6) (fig.2.22) : plus le diamètre moyen des grains est élevé plus le GRv(18-6.6) diminue. L'importance du profil de température sur les rapports de gradient ne peut cependant pas être négligée. Il est clair par exemple que la dispersion des points pour une même taille de grains est caractérisée par des températures à 10m très différentes (fig.2.23).

APPROCHE THEORIQUE

APPROCHE THEORIQUE

INTRODUCTION

La neige est un milieu constitué de particules de glace et d'air. Ce milieu présente de fortes fluctuations de la constante diélectrique, par conséquent la réponse de ce milieu à une onde électromagnétique se traduira par des effets de diffusion, d'absorption et d'interférences.

Les radiations émises par la neige sont de deux natures, l'une est due à la diffusion de la surface en raison des discontinuités du milieu et de la rugosité, et l'autre est due à la diffusion de volume en raison de l'inhomogénéité du milieu. Le modèle considéré dans ce travail est un modèle de volume. On a vu dans la première partie que les effets de surface sont négligeables sur la radiométrie dans le domaine des fréquences utilisées sauf pour le 37GHz.

Parmi les modèles introduisant la diffusion de volume, deux approches générales sont utilisées (Fung, 1982): l'approche en champ électromagnétique et l'approche en intensité ou transfert radiatif. La description brève de ces deux approches est une combinaison des études faites par Fung (1982), Ulaby et al (1981), Tsang et Kong (1985) et Stogryn (1974; 1986).

L'approche en intensité est formulée en terme d'intensité moyenne émise basée sur le principe du transfert radiatif. Les fortes fluctuations du milieu ainsi qu'une partie des multiples diffusions sont incluses. Cette théorie nécessite la connaissance d'une fonction de phase qui bien souvent est calculée par l'approche en champ. L'approche en intensité est actuellement la plus utilisée en raison de sa mise en oeuvre pratique et simple. L'inconvénient majeur de l'approche en intensité est que les effets de diffraction sont ignorés dans le calcul de la contribution des multiples diffusions (Ulaby et al, 1981). De plus la fonction de phase est calculée dans le champ lointain par conséquent seules les interactions du champ lointain sont considérées. Pour ces raisons, bien souvent la conservation de l'énergie n'est pas respectée : on est contraint d'inclure des termes correctifs dans les modèles établis à partir de cette approche.

L'approche en champ est basée sur la résolution des équations de Maxwell et peut être formulée de façon rigoureuse. L'obtention de résultats pratiques passe néanmoins par certaines approximations. Parmi ces méthodes d'approximation, les méthodes de renormalisation et la méthode du diagramme peuvent s'adapter au cas des fortes fluctuations

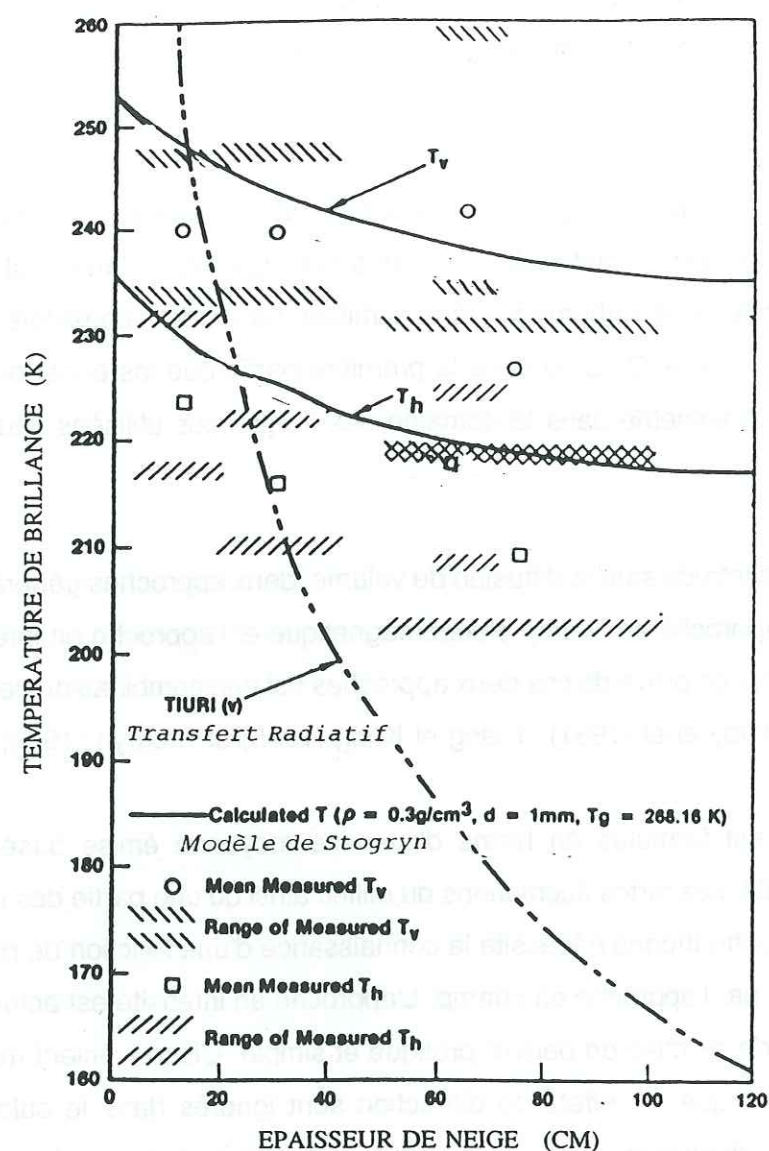


Fig.III. Température de brillance en fonction de l'épaisseur de neige : comparaison entre le modèle de Stogryn (1986) -trait plein- et un modèle de Transfert Radiatif (Tiuri, 1982) -trait discontinu-, et les mesures de terrain.

du milieu et donc tenir compte des multiples diffusions incohérentes. De ce fait les modèles établis par l'approche en champ électromagnétique rendent mieux compte des pertes diélectriques dans le milieu. Les approximations citées précédemment sont justifiées dans la plupart des cas à partir des mesures de terrain (Reber, 1990; Mätzler, 1987). Ce développement par la théorie des ondes permet en principe l'inclusion des effets de diffusion, de diffraction et d'interférences (Tsang et Kong, 1985).

Le modèle qui est présenté dans ce travail est basé sur la théorie des ondes (approche en champ) selon la théorie des fortes fluctuations (Stogryn, 1986). C'est le modèle le plus performant actuellement. La figure III montre la comparaison entre les résultats du modèle de Stogryn, ceux d'un modèle de transfert radiatif et des valeurs expérimentales. Les valeurs de la courbe correspondant au modèle de transfert radiatif (fig.III) ne sont pas de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales lorsque l'épaisseur de neige est supérieure à 60cm. Les courbes correspondant au modèle de Stogryn semble suivre correctement l'évolution de la température de brillance en fonction de l'épaisseur de neige.

Par ailleurs par sa formulation rigoureuse de base, le modèle de Stogryn offre de multiples possibilités d'améliorations.

CHAPITRE 1

CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE LA NEIGE

CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE LA NEIGE

La modélisation de l'émissivité micro-onde de la neige implique tout d'abord la modélisation des caractéristiques diélectriques de la neige. Dans notre cas, le modèle des caractéristiques diélectriques de la neige est issu du développement théorique du calcul de l'émissivité. Son développement ne sera donc pas abordé dans cette partie. Cependant les caractéristiques issues de ce modèle seront présentées dans ce chapitre et comparées aux résultats des mesures expérimentales trouvées dans la littérature.

La majeure partie de la surface neigeuse de l'Antarctique est constituée de neige sèche, c'est pourquoi nous nous intéresserons à la **neige sèche**, c'est à dire composée uniquement de glace et d'air. Cependant, la présence d'eau liquide dans le manteau neigeux est observée dans les zones côtières, ce cas ne sera pas étudié dans ce travail.

La constante diélectrique d'un milieu hétérogène dépend de la constante diélectrique de chacun des composants, de leur fraction volumique, de leur distribution spatiale et, lorsque ces composants présentent une orientation particulière, de leur orientation par rapport à la direction du champ incident. On désigne généralement sous le terme inclusion, la composante ayant la fraction de volume la plus petite. Dans le cas de la neige de surface (densité 0.3-0.5), les grains de neige constituent ces inclusions. Pour traduire correctement la constante diélectrique d'un tel milieu il est nécessaire de la relier au champ électrique moyen et au champ électrique régnant entre les inclusions.

Le comportement diélectrique de la neige se traduit par des pertes par absorption et par diffusion. La diffusion dépend du rapport entre la taille des grains de neige et la longueur d'onde. La taille typique des grains de neige est de l'ordre de 0.2 à 3 mm. Pour des longueurs d'onde supérieures à quelques centimètres, les pertes par diffusion peuvent être négligeables devant les pertes par absorption. Pour des longueurs d'ondes de l'ordre du millimètre, au contraire, la diffusion de volume est la principale cause des pertes dans le milieu.

Lorsque les inclusions sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde et si l'on connaît leur forme, il est alors possible de relier la constante diélectrique du milieu aux constantes diélectriques de ses composantes en utilisant des modèles de mélanges diélectriques.

Dans la littérature, on trouve un grand nombre de ces modèles. L'hypothèse de base est que

les pertes par diffusion sont négligeables. A la base de ces modèles, on peut citer le modèle de Polder et Van Santern (1946), dont on va d'ailleurs retrouver l'expression lors du développement théorique.

Lorsque l'on ne peut pas faire l'hypothèse précédente, il est nécessaire de considérer une autre approche. La modélisation des caractéristiques diélectriques se traduit alors par la détermination d'une constante diélectrique effective. Celle-ci est définie comme la constante diélectrique d'un milieu homogène fictif, dans lequel une onde électromagnétique aurait un comportement en atténuation et en phase identique à celui qu'elle a dans le milieu inhomogène réel. Nous utiliserons ce type d'approche.

A. LES PARAMETRES DESCRIPTIFS DE LA NEIGE

Il est important de souligner que la façon d'aborder le milieu neige, présentée dans cette partie, est typique du domaine des micro-ondes et de la théorie des fortes fluctuations.

La constante diélectrique effective de la neige est :

$$\varepsilon = K_{\text{neige}} \cdot \varepsilon_0 \quad (1)$$

ε_0 est la constante diélectrique du vide et K_{neige} est la constante diélectrique effective relative de la neige. Elle est définie par :

$$K_{\text{neige}} = K_0 + \kappa \quad (2)$$

K_0 : valeur moyenne de la constante diélectrique effective relative de la neige appelée **constante quasi-statique**. On verra dans la suite qu'elle est donnée par la formule de Polder et Van Santern (1946). Elle traduit les pertes par absorption dans le mélange constitué de glace et d'air.

κ : résulte de la résolution des équations de Maxwell et introduit les pertes par diffusion.

K_0 et κ dépendent de la densité, la température, la taille et la forme des grains de neige d'une part, et d'autre part de la constante diélectrique de l'air inclus dans la neige et de celle de la glace. Elles seront définies précisément dans le développement du modèle.

A.1. Introduction de la structure de la neige

Le milieu neige est considéré isotrope dans les directions x, y et z. Ce milieu est alors défini statistiquement par une fonction d'autocorrélation qui traduit en quelque sorte la probabilité de changer de constituants (air ou glace) à partir d'un point quelconque. Pour exprimer son caractère isotrope, cette fonction présente une symétrie sphérique. Néanmoins le grain de neige n'est pas représenté par une sphère.

La figure 1.2 (Tsang et al. ,1985) montre un exemple de fonction d'autocorrélation correspondant à deux échantillons de neige (fig.1.1), l'un représentant une neige à gros grains, l'autre une neige à petits grains. Pour la plupart des types de neige (Reber, 1990), on retrouve une fonction d'autocorrélation à symétrie sphérique.

La fonction d'autocorrélation peut être définie dans les trois dimensions, pour les milieux anisotrope, comme par exemple le givre de surface ou la neige en gobelets.

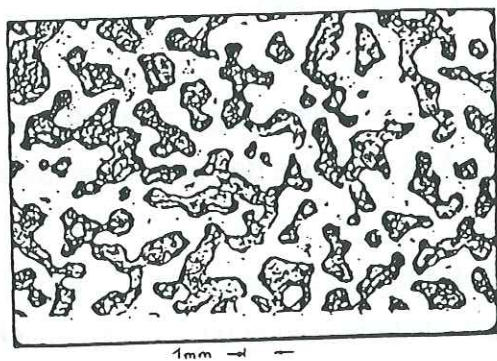


Fig. 3.13 Coarse snow grain sample.

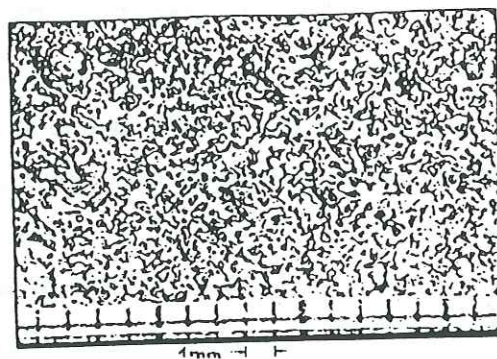
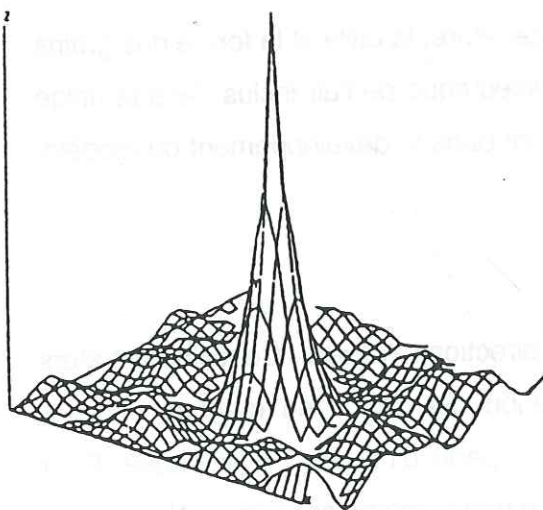
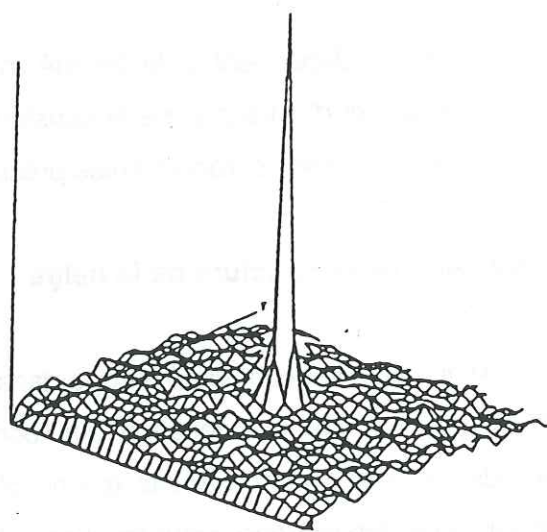


Fig. 3.12 Fine snow grain sample.

Fig.1.1 : Echantillons de grains de neige -les grains sont les particules en noir-, à gauche gros grains et à droite grains fins.



Correlation function for coarse snow grain sample,
 $l_p = l_s = 0.3 \text{ mm.}$



Correlation function for fine snow grain sample,
 $l_p = l_s = 0.05 \text{ mm.}$

Fig.1.2 : Fonction de corrélation pour les échantillons de neige de la fig.1.1.

Dans le cas d'un mélange isotrope à deux composantes, la description du milieu est possible grâce à une fonction d'autocorrélation de forme exponentielle (Debye et al, 1957).

$$C(r) = C(0) \cdot \exp\left(-\frac{|r|}{l}\right) \quad (3)$$

l est la longueur de corrélation, r est la distance depuis l'origine considérée, $C(0)$ est une variable qui sera définie ultérieurement.

La fonction d'autocorrélation est définie dans le modèle par une expression analytique. Il est possible d'en mesurer les paramètres pour des échantillons donnés de neige (Reber et al., 1987).

D'après la théorie de Stogryn (1984) et les expérimentations de Mätzler (1987), la longueur de corrélation est inversement proportionnelle à la surface des inhomogénéités (grains de neige) et elle est également liée à la fraction de glace, c'est à dire à la proportion de glace présente dans la neige. Stogryn (1984) utilise la relation :

$$l = \frac{4 f_r (1 - f_r)}{s} \quad (4)$$

f_r est la fraction de glace et s est surface spécifique des grains de neige, $s = \frac{\alpha f_r}{\beta}$ avec α , surface moyenne d'un grain et β , volume moyen d'un grain, d'où si l'on se réfère à la surface et au volume d'une sphère avec d diamètre moyen des grains de neige :

$$l = \frac{2}{3} \cdot (1 - f_r) \cdot d \quad (5)$$

La densité de la glace pure varie de 0.917 à 0°C à 0.924 à -40°C. Nous n'avons pas besoin d'une telle précision, c'est pourquoi dans le modèle, la densité de la glace pure est fixée à 0.92. La densité de la neige est alors : $\text{den} = 0.92 \times f_r$

C'est la fraction de glace qui entre en compte dans le modèle, soit :

$$f_r = \frac{\text{den}}{0.92} \quad (6)$$

Plusieurs méthodes existent pour mesurer le diamètre moyen des grains de neige. Le plus souvent, on procède sur le terrain à une comparaison visuelle des grains avec des plaquettes représentant des échantillons de taille de grains. Cette comparaison est difficile.

Par la suite, en laboratoire, on complète les observations soit à partir de photographies réalisées sur le terrain ou d'échantillons de neige. On peut ensuite, par exemple, calculer sur un échantillon de neige la surface occupée par la glace et diviser par le nombre de particules puis par $\pi/4$ pour obtenir d^2 .

A.2. La constante diélectrique relative de l'air dans la neige

La partie réelle de la constante diélectrique relative de l'air K_{air} (atmosphère confinée dans la neige) est toujours proche de l'unité [$1. < K_{\text{air}}' < 1.001$]. La partie imaginaire est nulle (Mätzler, 1987). Par comparaison avec les incertitudes sur les constantes diélectriques de la glace, que nous allons aborder dans le paragraphe suivant, la contribution de l'air aux interactions entre les micro-ondes et la neige peut être négligée sur des distances aussi courtes que celles entre les grains de neige.

A.3. La constante diélectrique relative de la glace pure

La constante diélectrique complexe relative de la glace s'écrit :

$$K_{\text{glace}} = K_{\text{glace}}' - i K_{\text{glace}}'' \quad (7)$$

La partie réelle est approximativement constante sur une large bande de fréquence 10MHz à 1000 GHz et dépend très légèrement de la température. La partie imaginaire K_{glace}'' est moins bien connue, à cause de sa faible valeur et parce qu'elle est fortement affectée par les impuretés.

- Pour la partie réelle

Les mesures les plus récentes sont celles de Mätzler et Wegmüller (1987). Les valeurs obtenues sont cohérentes avec l'ensemble des résultats relevés dans la littérature (Westphal, non publié - résultats dans Evans 1965 ; Lamb, 1946).

Dans le modèle, nous adopterons la relation suivante, proposée par Mätzler et Wegmüller :

$$K_{\text{glace}}' = 3.1884 + 0.00091 T \quad (8)$$

T en degré Celsius.

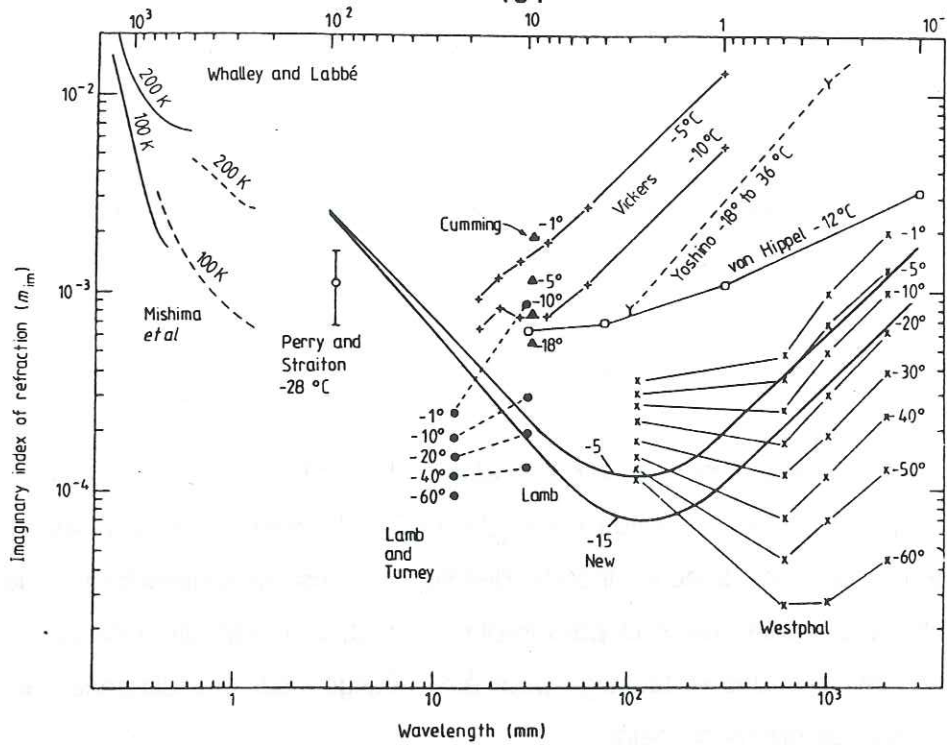


Fig.1.3 : Partie imaginaire de l'indice de réfraction de la glace pure n'' dans la région des ondes radio et micro-ondes, revue par Warren (1984). Les données "New" sont les mesures récentes effectuées par Mätzler et Wegmüller (1987).

NB : Lorsque la partie imaginaire de la constante diélectrique du milieu est faible, alors $n'' = \epsilon'' / 2 \cdot \sqrt{\epsilon'}$

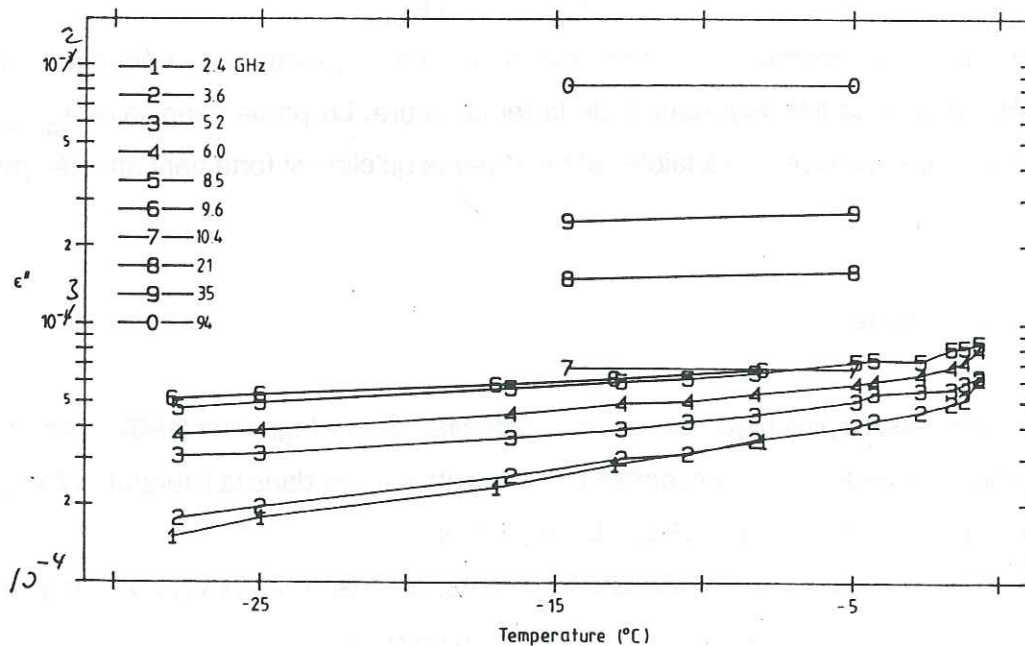


Fig.1.4 : Représentation logarithmique de l'influence de la température sur ϵ'' pour plusieurs fréquences, mesures effectuées par Mätzler et Wegmüller (1987) ; les courbes de 1 à 6 correspondent à des mesures par la méthode de résonance, l'erreur estimée est de 5% ; les courbes de 7 à 0 correspondent à des mesures radiométriques pour lesquelles les erreurs sont variables : 20% à 10.4GHz, 12% à 21GHz, 7% à 35GHz et 5% à 94GHz.

- La partie imaginaire

K_{glace}'' est responsable d'une grande partie des pertes dans le diélectrique d'où son importance. Son comportement plus complexe que celui de K_{glace}' est caractérisé par une bande d'absorption dans la zone des ondes radio (kHz) due à un spectre de relaxation et par une bande d'absorption dans l'infrarouge lointain (60-45 μm) due aux vibrations moléculaires. La superposition de ces deux spectres conduit à une zone de pertes diélectriques minimum située entre 2 et 4 GHz. Dans la région des hyperfréquences, le comportement est caractérisé par l'équation générale (Mätzler et Wegmüller, 1987) :

$$K_{\text{glace}}'' = \left(\frac{A}{f} \right) + B f^C \quad (9)$$

où f est la fréquence et A , B et C sont des variables qui dépendent de la température et de la pureté de la glace.

Dans la littérature, on trouve des résultats contradictoires au sujet du comportement exact de K_{glace}'' dans cette région (figure 1.3 d'après Mätzler et Wegmüller, 1987).

Les valeurs de K_{glace}'' utilisées dans le modèle sont déduites des mesures les plus récentes effectuées par Mätzler et Wegmüller. Une partie des mesures a été réalisée par la méthode de résonance qui est actuellement la méthode la plus fiable puisqu'elle présente 5% d'incertitude (Fujita et al, 1992) et l'autre partie par des mesures radiométriques qui donnent de 5 à 20 % d'incertitude.

D'après les articles de synthèse d'Evans (1965) et de Warren (1984), les mesures de Yoshino (1961), Von Hippel (1954) et Cumming (1952) sont beaucoup trop élevées probablement en raison de l'impureté de la glace et des incertitudes de mesure. Les valeurs de Mätzler sont en accord avec les mesures de Westphal pour les basses fréquences (100 à 400MHz) et pour le proche infrarouge avec les mesures de Whalley-Labbé (1969) et Mishima et al. (1983).

Les mesures de Mätzler et Wegmüller ont été faites pour des températures variant de -30° à 0°C . Pour des applications sur le manteau neigeux en Antarctique, l'échelle de température est plutôt de -50° à -10°C . Pour les gammes de fréquences qui nous intéressent, en représentation logarithmique (fig.1.4), on obtient des droites. La pente des droites diminue quand la fréquence augmente, donc pour les fortes fréquences K_{glace}'' devient quasi indépendante de la température. La pente des courbes augmente fortement entre -5° et 0°C

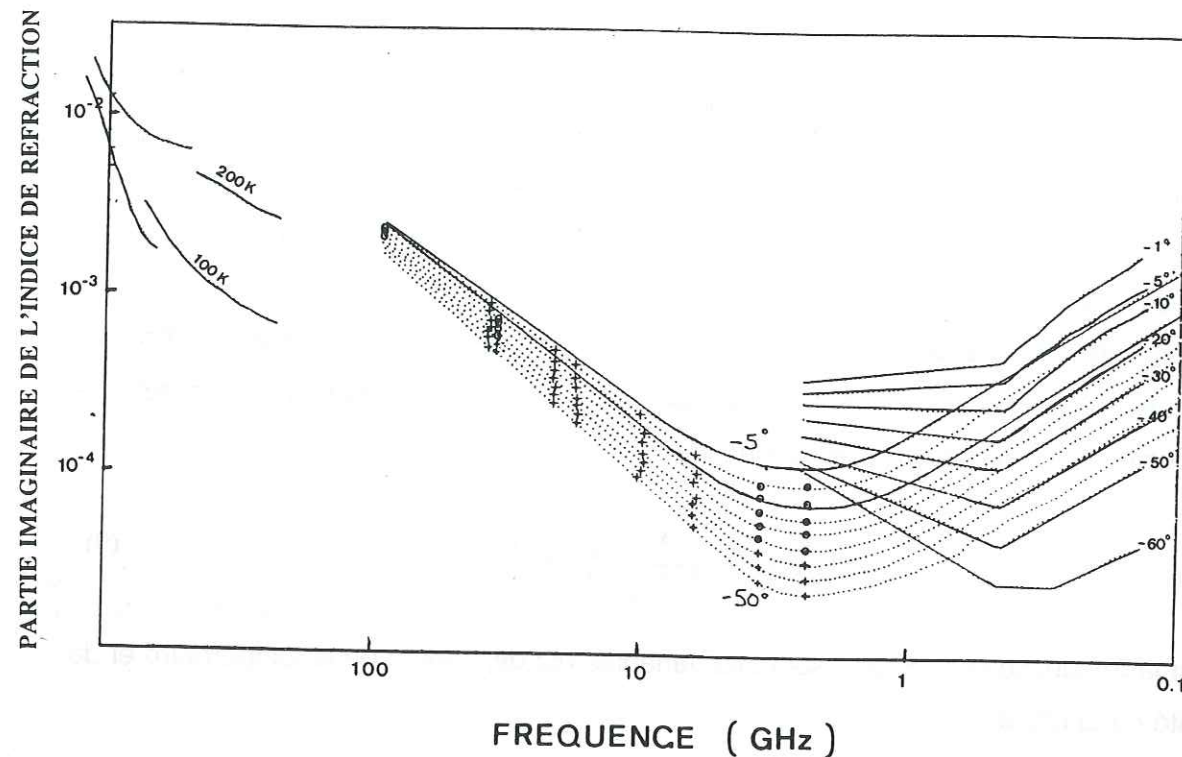


Fig.1.5 : Superposition des valeurs de ϵ'' extrapolées reportées sur la fig.1.4 ; en trait plein les valeurs de la figure 1.3, les petits ronds indiquent les mesures faites par Mätzler et Wegmüller, les lignes pointillées montrent les courbes extrapolées et les croix indiquent les points adoptés pour le modèle aux cinq fréquences SMMR ; les courbes sont établies pour les températures comprises entre -5° et -50°C , les températures intermédiaires sont -10° , -15° , -20° , -25° etc.

Concentration en ppm	HCL	HNO ₃	H ₂ SO ₄	NACL	pH
Mesures expérimentales	7 - 900	110 - 1600	60 - 850	13	4 - 4.5
Mesures en Antarctique	0 - 0,1	0,02 - 0,2 pic à 0,3	0,05 - 0,15 pic à 0,3	0,02 - 1,5	5 - 5.5

Tableau 1.1 Comparaison entre les valeurs utilisées lors des mesures expérimentales et les valeurs trouvées en Antarctique pour différents composés ioniques. NB : le pH neutre de la neige est de 5.6-5.7

mais cette gamme de température ne nous intéresse pas dans cette étude. Afin de disposer de valeurs de K'' , nous avons extrapolé les mesures en prolongeant ces droites entre -25° et -50°C . De même nous avons interpolé les mesures pour obtenir des valeurs de K_{glace}'' pour les fréquences du radiomètre SMMR. Ces fréquences sont proches des fréquences expérimentales ce qui assure une plus grande validité quant à l'interpolation. A la figure 1.5., on constate que les valeurs obtenues sont en accord avec les mesures de Westphal en basse fréquence et les mesures de Whalley dans l'infrarouge.

Face aux difficultés de la détermination de K_{glace}'' et aux incertitudes de mesure estimées relativement importantes pour 10.4 GHz, il sera nécessaire d'étudier la sensibilité du modèle à une variation de K_{glace}'' .

A.4. Constantes diélectriques de la glace contenant des impuretés

Il est intéressant d'évaluer l'impact des impuretés dans la glace car elles sont responsables des incertitudes de mesure sur K_{glace}'' . Elles agissent également sur K_{glace}' .

- Poussières

Dans le domaine des micro-ondes, des mesures sur la neige contaminée par des poussières Saharienne (Mätzler, 1987) n'ont rien révélé, par contre elles ont un grand impact dans le domaine du visible.

- Impuretés ioniques

Les pertes diélectriques d'un milieu sont définies par $\tan \delta$, telle que :

$$\tan \delta = \frac{K''}{K'} \quad (10)$$

Les études de sensibilité au pH de la neige (Tiuri et al, 1984 ; à 0.9 GHz ; fig.1.6), les mesures sur la glace dopée par certains acides (Fujita et al (1992) ; HCL, HNO₃ H₂SO₄ à 9.7 GHz ; fig.1.7), ou encore les mesures sur la glace contenant du sodium (Mätzler et Wegmüller, 1987 ; 3.7 GHz à 94 GHz ; fig.1.8) montrent que les pertes du diélectrique augmentent avec la concentration en impuretés ioniques.

Les mécanismes mis en jeu sont encore mal compris. La présence d'ions acides peut générer une phase liquide dans la glace (Fujita et al., 1992). D'autres questions se posent : quelle est

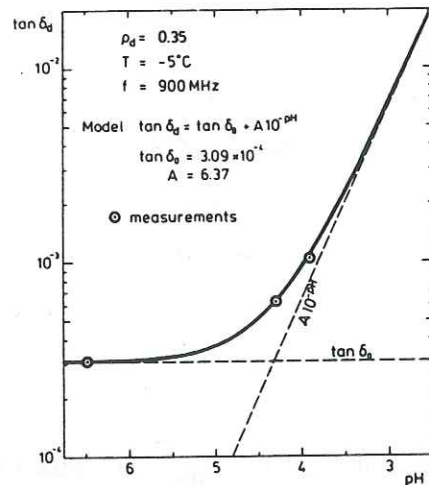


Fig.1.6 : Tangente de perte de la neige sèche en fonction des valeurs de pH de la neige (Tuiri et al, 1984) à la fréquence de 0,9GHz ; $\tan \delta_0$ indique la neige pure.

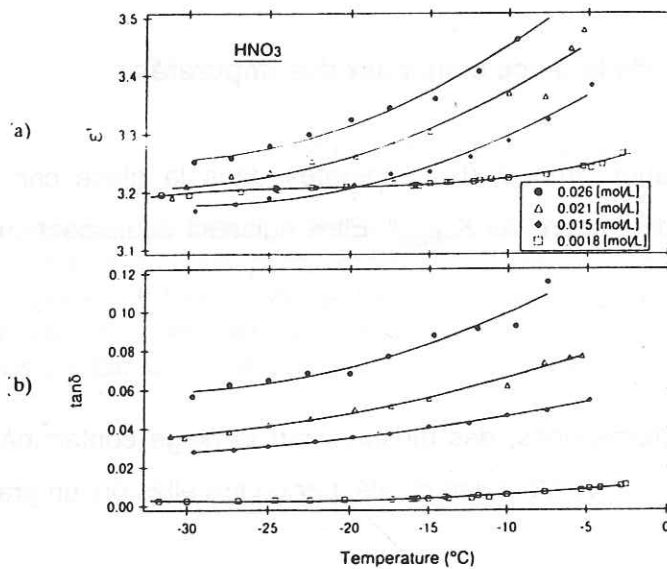


Fig.1.7 : Constante diélectrique complexe de la glace dopée au HNO_3 selon la température à la fréquence de 9,7GHz : (a) partie réelle - erreur ± 0.01 - et (b) tangente de pertes - erreur $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ - (Fujita et al, 1992) ; en référence $\tan_{\text{glace pure}} \approx 1.6 \rightarrow 2.8 \cdot 10^{-4}$.

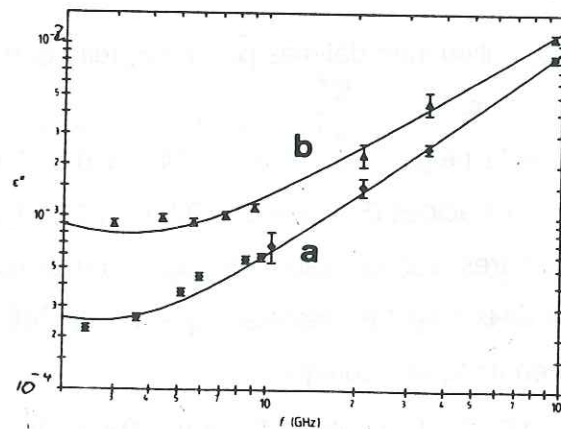


Fig.1.8 : Influence de la fréquence sur ϵ'' relative, comparaison entre (a) la glace pure et (b) la glace dopée au sodium pour une température de -15°C (Mätzler et Wegmüller, 1987).

la répartition des impuretés ? le composé acide se trouve-t-il entièrement décomposé sous forme ionique (Fujita et al., 1982) ? Si ces problèmes sont liés à la répartition des impuretés dans la glace, qu'en est-il dans la neige ?

- Ce qu'il en est en Antarctique

Tous les composés cités ci-dessus sont présents dans les neiges de l'Antarctique, mais dans des concentrations nettement plus faibles (très inférieures au ppm, communication personnelle de Legrand et De Angelis) que celles utilisées dans les mesures précédentes, de la dizaine à la centaine de ppm, tableau 1.1, même en considérant les événements chimiques (pics d'acides 0.3 ppm, par exemple lors des éruptions volcaniques). A ce jour, aucune étude n'a montré à ce jour que des concentrations en ions aussi faibles que celles des neiges de l'Antarctique affectent les caractéristiques du diélectrique. Nous considérerons donc que la glace est pure.

- Remarque

Dans des zones soumises à la pollution atmosphérique, c'est à dire près des villes, la concentration de certaines espèces ioniques peut atteindre 10 ppm, voire 20 ppm pour l'ion Cl (Evans, 1965). On rencontre également des neiges acides de pH égal à 4 (Helsinki ; Tiuri, 1984). Dans ces cas particulier, il faudra sans doute tenir compte du rôle des impuretés. Notons également que pour les Alpes, à des altitudes supérieures à 2000m (Maupetit, 1992), les concentrations sont inférieures à 10 ppm et que l'on pourra sans doute appliquer le même modèle que pour l'Antarctique.

Fréquence (GHz)	Densité	Teneur en eau liquide %	Taille des grains mm	Température (°C)	Références
9.375	0.34-0.916	0	non reportée	-18° à 0°	Cumming (1952)
9.375	0.38-0.76	0-1.2	non reportée	0°	Cumming (1952)
6	0.6	0-24.4	non reportée	0°	Sweeny et Colbeck (1974)
9.4	0.5	0-9.	non reportée	0°	Tobarias et al. (1978)
4-12	0.3-0.6	0-12.	0.1-1.	0°	Linlor (1980)
0.8-13.	0.07-0.53	0	non reportée	-30° à -5°	Nyfors (1983)
3-18 et 37	0.09-0.42	0-12.3	0.5-1.5	-5° à 0°	Hallikainen et al. (1986)
0.84-12.6	0.08-0.4	0	non reportée	-30° à 0°	Tiuri et al. (1984)
0.84-12.6	0.08-0.4	0-10.	non reportée	0°	Tiuri et al. (1984)
4.9-35.	0.3-0.35	0	non reportée	-5°	Mätzler et al. (1979)

*
*
*

Tableau 1.2 Résumé des mesures des caractéristiques diélectriques de la neige d'après la compilation de Hallikainen et al. (1986) et complété par nous (*).

B. LES CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE LA NEIGE SELON LE MODELE

A l'heure actuelle, plusieurs expérimentations ont été menées pour déterminer les constantes diélectriques de la neige. Les mesures sont récapitulées dans le tableau 1.2. Cette compilation, que j'ai complétée a été réalisée par Hallikainen et al. (1986). A la lecture de ce tableau, on constate que peu de mesures ont été effectuées en particulier sur la neige sèche et encore moins dans les gammes de température qui nous concernent (-50°C à -10°C). D'autre part, cette compilation met en évidence que tous les paramètres n'ont pas été mesurés. On verra dans l'étude de sensibilité que des paramètres comme la taille et la forme des grains sont des éléments importants pour traduire correctement le comportement diélectrique de la neige. Je ne parlerai pas davantage des études citées dans ce tableau, j'y ferai référence lors des comparaisons entre les résultats du modèle et ceux trouvés dans la littérature.

La constante diélectrique complexe de la glace dépend de la fréquence et de la température. Par conséquent, la constante diélectrique de la neige est en général fonction de la fréquence et de la température, mais également de la densité, de la taille et de la forme des grains de neige. On étudiera la sensibilité du modèle à ces paramètres.

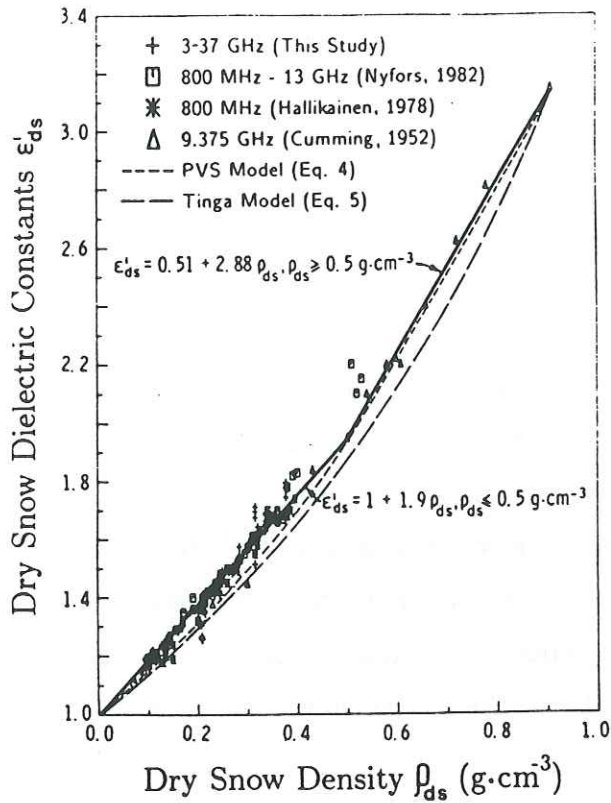
B.1. Domaine de validité du modèle

Avant d'aborder cette étude de sensibilité, il est important de noter les limites de validité du modèle présenté. Ces limites sont issues du développement théorique, on en verra donc les raisons dans le chapitre suivant.

Deux limites sont imposées dans le modèle d'émissivité (chapitre 2 de cette partie), l'une d'entre elles seulement s'applique à la constante diélectrique effective relative de la neige. Il s'agit de $\left| \frac{\kappa}{K_0} \right| < 1$ avec K_0 et κ définis précédemment. On verra dans le chapitre suivant que l'hypothèse est toujours vérifiée.

B.2. La constante diélectrique de la neige K_{neige} : partie réelle

Avant de montrer les résultats du modèle il est intéressant d'aborder ce qui est dit dans la littérature. Les formules de mélanges diélectriques sont nombreuses et elles servent



(a)

(b)

Constante diélectrique de la neige
Partie réelle K_{neige}

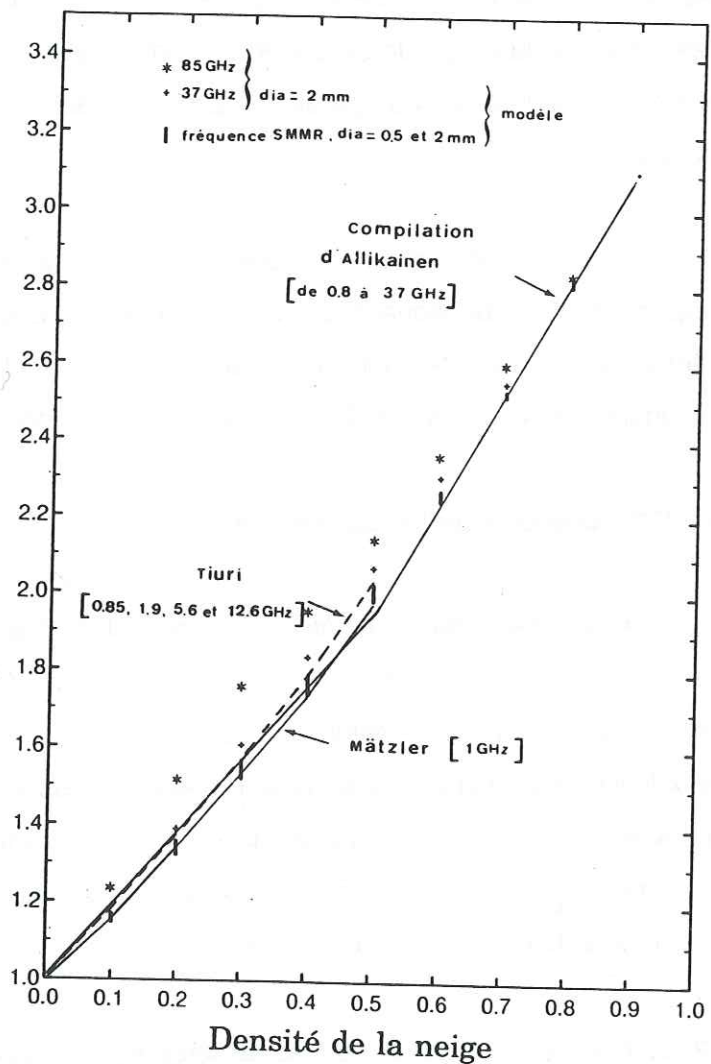


Fig.1.9 : Partie réelle de la constante diélectrique de la neige K_{neige} en fonction de la densité de la neige : (a) revue d'Hallikainen et al. (1986) et (b) superposition des résultats du modèle pour les cinq fréquences SMMR à deux tailles de grains de neige (plus le 85GHz) et les courbes extraites des études empiriques d'Hallikainen et al.(1986), Tiuri (1986) et Mätzler (1987).

NB : dia, pour diamètre moyen.

bien souvent de base pour les expérimentateurs. Examinons la formule de Polder et Van Santern (1946), base des formules de mélange diélectrique :

$$\frac{K_{\text{neige}} - 1}{3 K_{\text{neige}}} = \frac{f_r (K_{\text{glace}} - 1)}{K_{\text{glace}} + 2 K_{\text{neige}}} \quad (11)$$

et considérant que $\frac{K''_{\text{neige}}}{K'_{\text{neige}}} \ll 1$ et $\frac{K''_{\text{glace}}}{K'_{\text{glace}}} \ll 1$,

on en déduit pour la partie réelle de K_{neige} une expression qui ne dépend que de la partie réelle de K_{glace} et de la fraction f_r de glace dans la neige. La partie réelle de la constante diélectrique de la glace est indépendante de la fréquence et dépend peu de la température. En suivant ce raisonnement, la partie réelle de la constante diélectrique de la neige devrait être également indépendante de la température et de la fréquence (Hallikainen et al., 1986).

A la figure 1.9a, on trouvera une compilation des résultats obtenus pour la partie réelle de la constante diélectrique de la neige (Hallikainen, 1986). D'après cette figure, la partie réelle de la constante diélectrique de la neige dépend essentiellement de la densité. On note cependant que les points ne sont pas parfaitement alignés mais légèrement dispersés ce qui implique qu'un autre facteur intervient.

La figure 1.9b donne les résultats du modèle et les expressions empiriques extraites de la littérature (Hallikainen, 1986 ; Tiuri, 1984 ; Mätzler, 1987). Les valeurs obtenues à partir du modèle sont en accord avec les expressions empiriques. Les valeurs calculées sont légèrement dispersées selon les fréquences utilisées. Cette dispersion rappelle la dispersion constatée sur la figure 1.9a. Cette dispersion est de l'ordre de $\pm 2\%$ entre les densités 0.2 et 0.6. Pour une taille de grains de 2 mm, les comportements particuliers du 37 GHz et du 85 GHz montrent également que la taille des grains a plus d'influence que la fréquence.

A la vue de ces études, pour les fréquences inférieures à 37 GHz, on peut affirmer que le comportement de la partie réelle de la constante diélectrique de la neige dépend essentiellement de la densité et pas de la fréquence.

B.3. La constante diélectrique de la neige K_{neige} : partie imaginaire

La partie imaginaire de la constante diélectrique de la neige est faible mais loin d'être négligeable. Pour les mêmes raisons que pour la glace, elle est difficile à mesurer d'autant

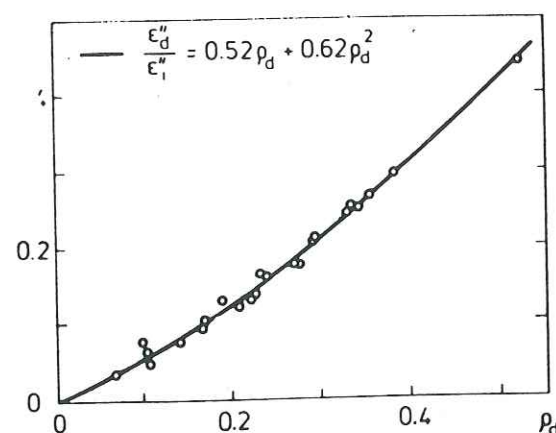


Fig.1.10 : Comportement du rapport B en fonction de la densité pour des fréquences comprises entre 0.875 et 12.6 GHz, mesures faites par Tiuri et al. (1984).

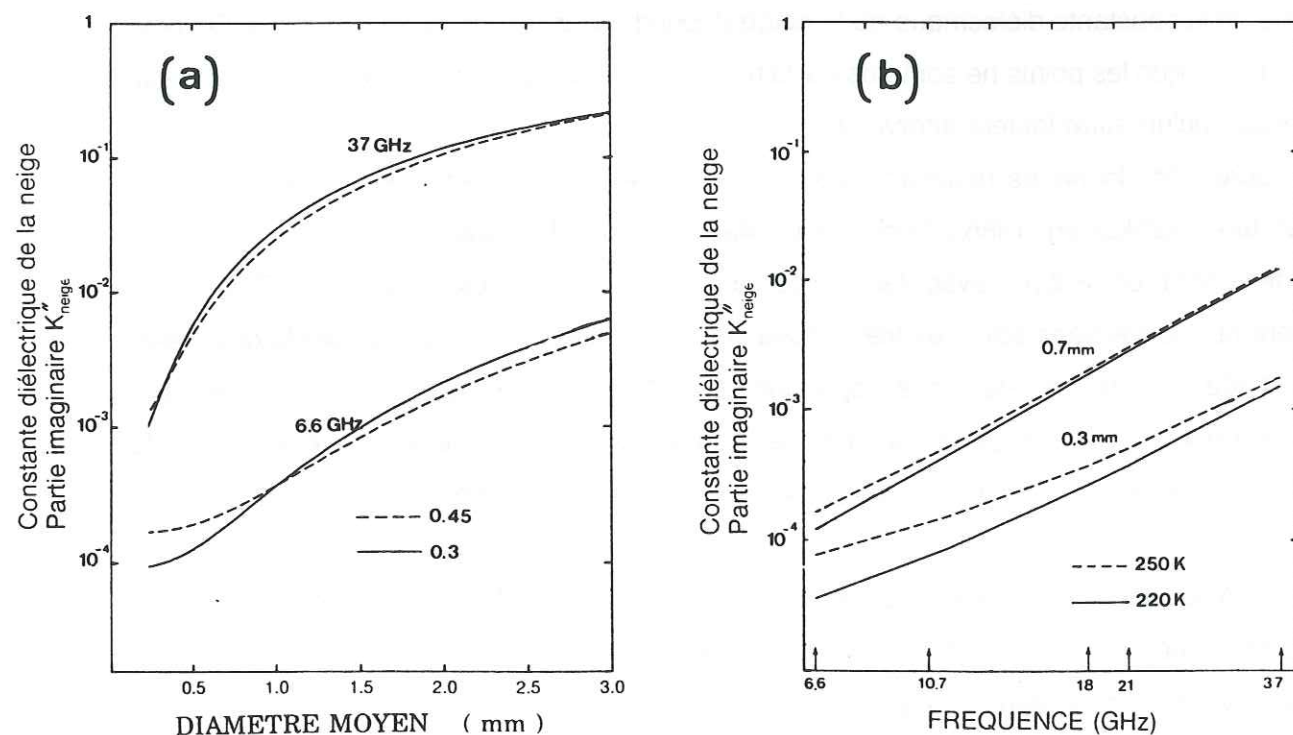


Fig.1.11 : Comportement de K'' -échelle logarithmique- : (a) en fonction de la taille de grain pour deux fréquences et deux densités et (b) en fonction de la fréquence -échelle logarithmique- pour deux tailles de grains et deux températures.

plus que des paramètres supplémentaires sont mis en jeu : la densité, la taille et la forme des grains de neige.

En négligeant les termes de second ordre, à partir de la formule de Polder et Van Santern, pour le rapport entre les parties imaginaires des constantes diélectriques de la neige et de la glace, $B = K''_{\text{neige}} / K''_{\text{glace}}$, on obtient une expression dépendant uniquement des parties réelles de la glace et de la neige ainsi que de la fraction f_r de glace dans la neige (Hallikainen et al., 1986). Suivant ce raisonnement, la partie imaginaire de la constante diélectrique de la neige ne dépend que de la densité. Alors que ce type de raisonnement conduit à des résultats concluants pour la partie réelle, il en n'est pas de même pour la partie imaginaire. On ne peut donc pas utiliser la formule des mélanges pour calculer la constante diélectrique effective de la neige, tout au moins pour des fréquences supérieures à 6.6 GHz.

Dans la mesure où, selon la formule des mélanges, le rapport B ne dépendrait que de la densité, les informations dans la littérature font rarement référence à la taille des grains de neige. Le plus souvent les courbes donnent le rapport B en fonction de la densité. Pour la fréquence de 2 GHz, la figure 1.10 présente à titre d'exemple l'évolution de B en fonction de la densité à -20°C .

Examinons maintenant les résultats du modèle. La figure 1.11a indique le comportement de la partie imaginaire de la neige en fonction de la taille moyenne des grains de neige, pour deux fréquences 6.6 et 37 GHz et deux densités 0.3 et 0.45 à 250 K (-23.5°C). Tout comme pour la partie imaginaire de la constante diélectrique de la glace, on observe une très nette influence de la fréquence mais également de la taille des grains de neige. L'influence de la densité ne peut être négligée (fig.1.11a). Elle est cependant moins importante. Notons, pour le 6.6 GHz (fig. 1.11a), que les courbes de densité 0.3 et 0.45 se coupent à la taille de grains de 1mm et cette intersection correspond à la valeur $K''_{\text{neige}} = K''_{\text{glace}}$. On observe de même pour le 37 GHz. La diffusion est non seulement liée à la fréquence et à la taille de grains mais aussi à la densité, on abordera ceci plus clairement avec les courbes qui suivent.

La figure 1.11b donne le comportement de K''_{neige} en fonction de la fréquence pour deux tailles de grains et deux températures. Pour le 6.6 GHz, l'influence de la température est du même ordre de grandeur que celle de la densité alors qu'elle est négligeable pour le 37 GHz.

Dans la littérature, on étudie généralement le comportement du rapport B . C'est ce que

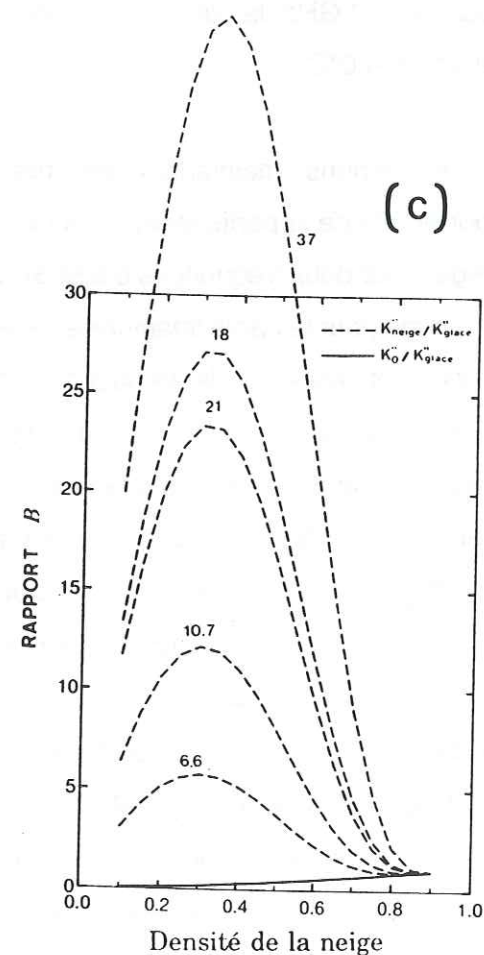
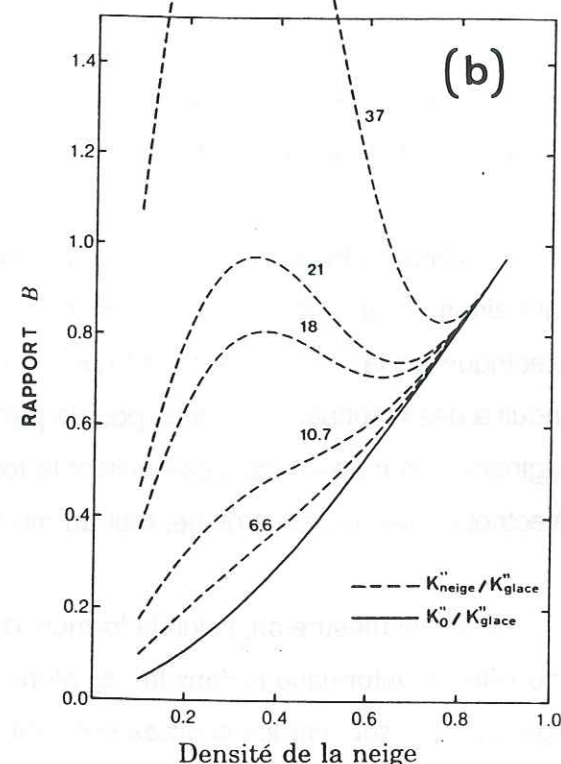
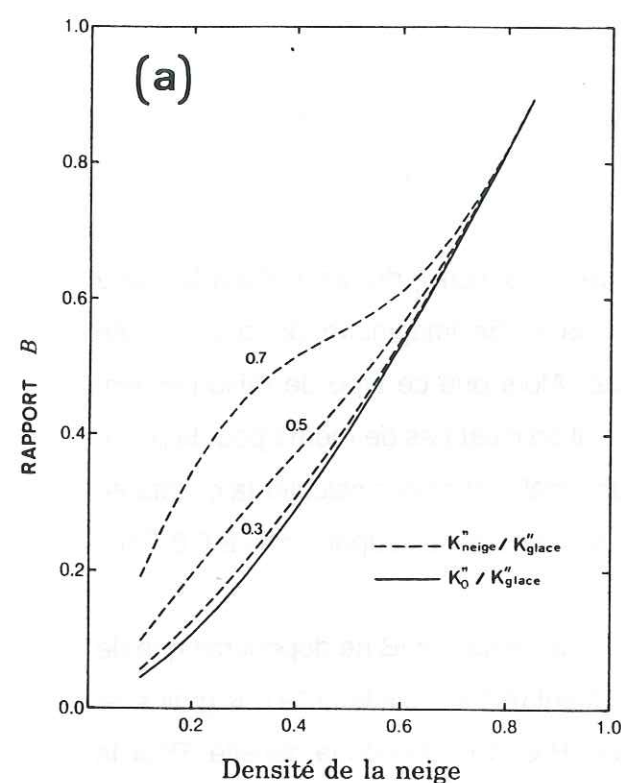


Fig. 1.12 : Comportement des rapports B et B_0 en fonction de la densité à la température de 250 K : (a) pour trois tailles de grains (0.3, 0.5 et 0.7 mm) à la fréquence 6.6 GHz, (b) pour une seule taille de grain - 0.5 mm - aux cinq fréquences SMMR et (c) pour une seule taille de grains - 2 mm - aux cinq fréquences SMMR également.

nous ferons dans la suite de l'étude.

On a vu au début de ce chapitre que K_{neige} complexe était décomposé en K_0 , donné par la formule de Polder et Van Santern, et κ qui traduit les effets de diffusion. Soit B_0 le rapport $K_0'' / K_{\text{glace}}''$.

La figure 1.12a montre le comportement de B et B_0 en fonction de la densité à la fréquence de 6.6 GHz et pour trois tailles de grains. Sur cette figure les traits pleins correspondent au comportement de B_0 et les tirets au comportement de B qui tient compte du comportement de κ .

Conformément au résultat attendu, B_0 ne dépend pas de la taille des grains de neige tandis que B augmente avec la taille des grains. Pour des densités comprises entre 0.2 et 0.6, la diffusion augmente avec la taille des grains.

La figure 1.12b est identique à la précédente avec cette fois une seule taille de grains (0.5 mm) pour plusieurs fréquences. On constate que le comportement de K_{neige}'' dépend étroitement de la fréquence. Comme prévu, B_0 ne dépend pas non plus de la fréquence. Lorsque le rapport diamètre moyen des grains sur longueur d'onde augmente, les effets de diffusion augmentent. Dans le cas du 37 GHz, cette diffusion à la densité de 0.3 est telle que K_{neige}'' est deux fois plus grande que K_{glace}'' .

L'influence de la densité sur la diffusion est très nette (figure 1.12b) : aux fréquences de 18, 21 et 37 GHz, la diffusion est maximale pour une densité comprise entre 0.3 et 0.4 puis passe par un minimum relatif, et, aux fréquences 6.6 et 10.7 GHz, la diffusion (représentée par le rapport B) croît continûment.

La figure 1.12c est identique à la figure 1.12b avec cette fois une taille de grains de 2 mm. Cette figure confirme l'effet de la taille de grains sur la diffusion. On trouve maintenant un maximum pour le 6.6 GHz et le 10.7 GHz vers les densité 0.3-0.4.

La partie imaginaire de la constante diélectrique de la neige dépend de la densité mais aussi de la fréquence et de la taille de grains.

Le problème de la forme des grains de neige n'a pas été abordé dans cette partie. Dans notre modèle, les grains n'ont pas de forme déterminée mais le milieu est considéré isotrope. Les seules références sur l'influence de la forme des grains sont issues des résultats de modèles théoriques. Selon la forme des grains adoptée (sphérique, ellipsoïdal ...), les caractéristiques

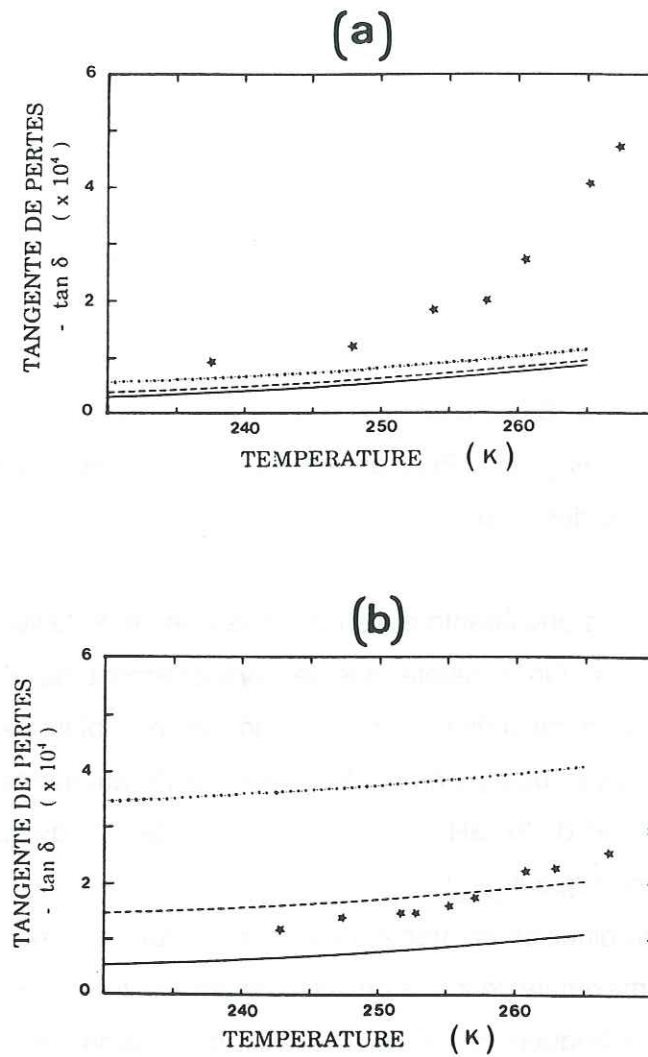


Fig.1.13 : Tangentes de perte diélectriques de la neige en fonction de la température, superposition des résultats du modèle pour plusieurs tailles de grains (trait plein : 0.3 mm, tirets : 0.5 mm et pointillés : 0.7 mm) et les mesures de Tiuri et al. (1984) (étoiles) : (a) à la fréquence de 5.62 GHz et densité 0.404 et (b) à la fréquence de 12.6 GHz et densité 0.395.

diélectriques de la neige changent (Hallikainen et al., 1986). Pour les mesures de K_{neige} , il faut donc tenir compte de la taille et la forme des grains, de la densité et de la température.

B.4. Tangente de pertes : $\tan \delta$

La tangente de pertes est le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle des caractéristiques diélectriques d'un milieu donné.

Les mesures de la partie imaginaire sont délicates et les données que j'ai pu extraire de la littérature ne comportent aucune indication sur la taille des grains de neige. Les comparaisons avec la littérature sont donc difficiles.

Aux figures 1.13 a et b, pour les fréquences 5.62 GHz et 12.6 GHz, la tangente de pertes est exprimée en fonction de la température du milieu. Sur ces figures, nous avons reporté les valeurs expérimentales obtenues par Tiuri et al. (1984) et les valeurs calculées à partir du modèle pour différentes tailles de grains aux mêmes densités que celles mesurées par Tiuri. Bien que ne connaissant pas la taille des grains de neige dans les mesures expérimentales, on constate que les résultats du modèle pour différentes tailles de grains sont en accord avec les mesures, sauf dans la gamme de température comprises entre 260 et 270 K. Pour les températures supérieures à 260 K, la différence entre le modèle et les mesures résulte de l'approximation faite pour la partie imaginaire de la glace. Pour l'Antarctique, nous avons considéré que le logarithme de K_{glace} est une fonction linéaire de la température. Si l'on utilise le modèle pour une neige de température supérieure à -10°C , il faudra modifier la loi exprimant les variations de K_{glace} en fonction de la température.

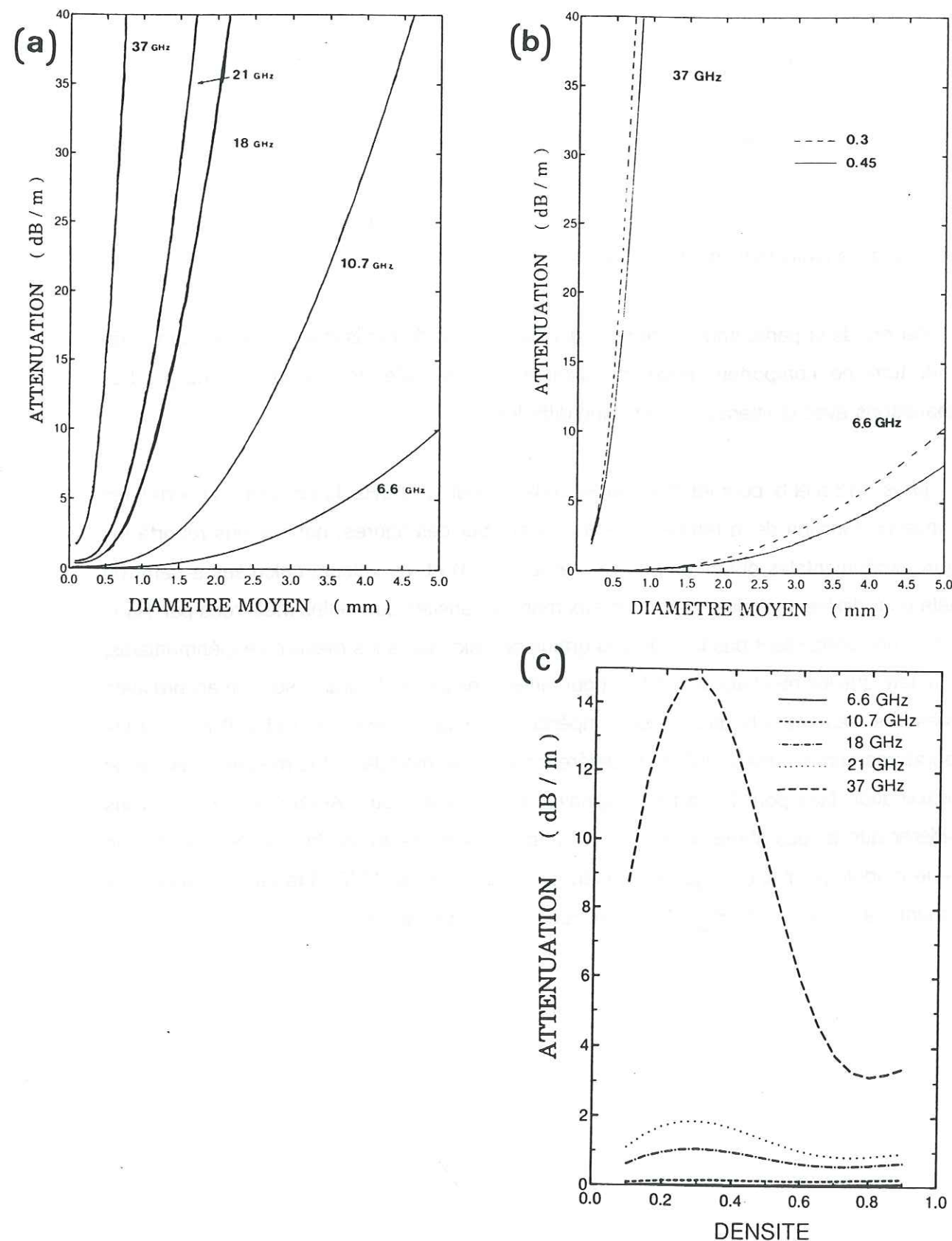


Fig.1.14 : Atténuation du signal (dB/m) à la température de 250 K : a et b en fonction du diamètre moyen des grains de neige, (c) en fonction de la densité ; (a) pour plusieurs fréquences et densité 0.3, (b) pour deux densités à deux fréquences et (c) pour la taille de grains de 0.5 mm aux fréquences SMMR.

B.5. Atténuation du signal

L'atténuation du signal est liée à la profondeur de pénétration dans la neige. Ces deux termes ont été définis dans la première partie (chapitre 1). Examinons les paramètres qui atténuent le signal.

La figure 1.14a exprime l'atténuation en dB/m en fonction de la taille moyenne des grains de neige pour plusieurs fréquences à la température de 250 K et pour une densité de 0.35. Le lien avec la profondeur de pénétration est, par exemple, telle que 3 dB/m signifie que 50% du signal provient du premier mètre d'épaisseur du manteau neigeux ; pour 10 dB/m, 90% du signal provient du premier mètre d'épaisseur. L'atténuation dépend étroitement du diamètre moyen des grains de neige et de la fréquence. Plus la taille des grains augmente, plus l'atténuation augmente. Il en est de même pour la dépendance en fréquence.

L'influence de la densité ne peut être négligée. Cependant, elle n'est pas du même ordre que celle de la taille des grains ou encore de la fréquence (fig.1.14b). Il est intéressant cependant de remarquer le comportement particulier du 37 GHz. A cette fréquence et pour une taille de grain de 0.5 mm, l'atténuation est maximale pour une densité comprise entre 0.2 et 0.4 (fig.1.14c). Cette constatation rejoint l'observation qui avait été faite figure 1.12b, la diffusion est maximale pour ces densités. La gamme de densité 0.2-0.4 correspond à la densité trouvée généralement en surface du manteau neigeux, deux premiers mètres.

L'influence de la température, par contre, est négligeable.

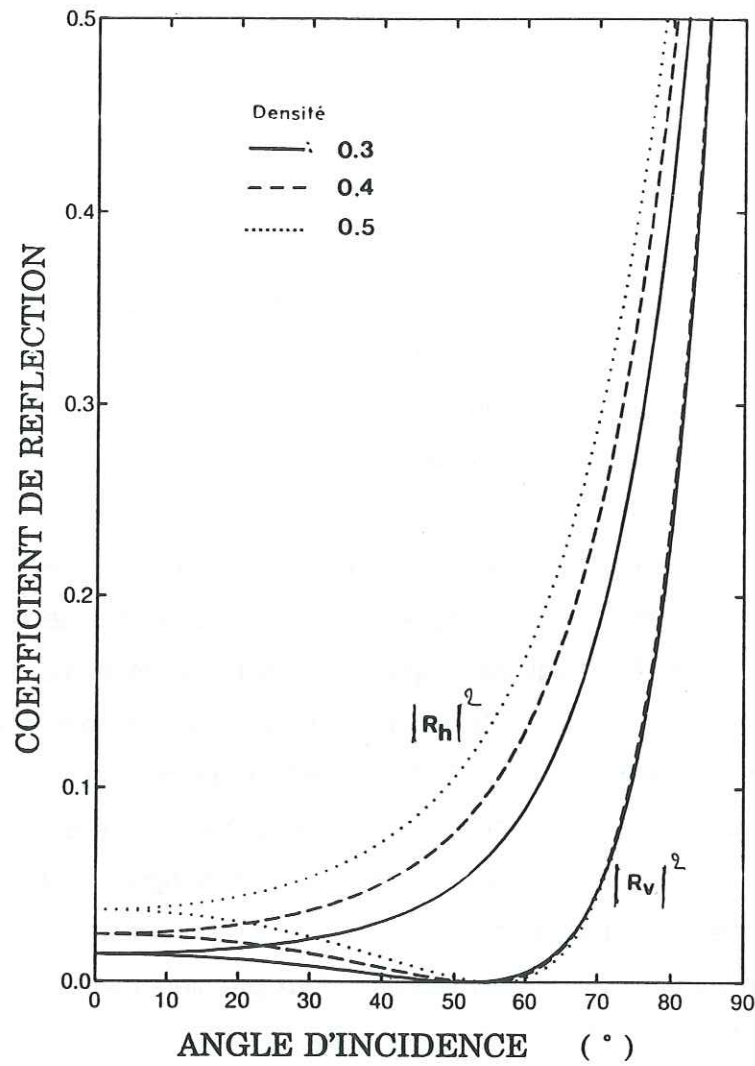


Fig.1.16 : Comportement des coefficients de réflexion de Fresnel en polarisation verticale et horizontale en fonction de l'angle d'incidence et pour plusieurs densités.

B.6. Coefficients de réflexion

Dans la première partie, nous avons signalé que la rugosité de la surface joue un rôle sur le coefficient de Fresnel de la réponse du milieu à une onde électromagnétique. Les différents types d'interfaces rencontrés dans la neige ont été abordés lors de l'étude des effets de la rugosité.

Les expressions des coefficients de réflexion en puissance sont les suivantes :

$$\begin{aligned} |R_H|^2 &= \left| \frac{\cos \theta_s - \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}}{\cos \theta_s + \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}} \right|^2 \\ \text{et} \quad |R_V|^2 &= \left| \frac{K_{\text{neige}} \cos \theta_s - \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}}{K_{\text{neige}} \cos \theta_s + \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}} \right|^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Puisque $K''_{\text{neige}} / K'_{\text{neige}} \ll 1$, dans les expressions ci-dessus K''_{neige} est négligeable. De ce fait les coefficients de réflexion ne dépendront que de l'angle d'incidence θ_s et de K'_{neige} soit de la densité puisque K'_{neige} dépend surtout de la densité.

Une série de tests de sensibilité sur ces coefficients de Fresnel a été effectuée. Jusqu'à 37GHz, ils ne dépendent ni de la température ni de la fréquence ni de la taille des grains. Seuls l'angle d'incidence et la densité ont une influence sur les coefficients de réflexion. A la figure 1.16, on constate également que pour une incidence supérieure à 50° et des densités comprises entre 0.3 et 0.5, le coefficient de réflexion en polarisation verticale ne dépend quasiment plus de la densité.

CONCLUSION

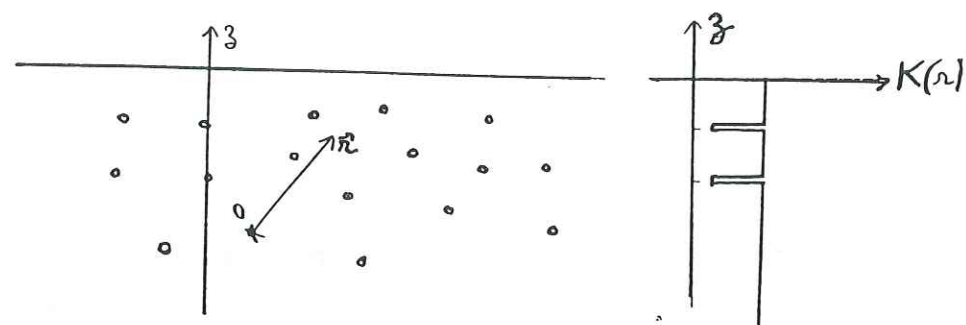
Dans cette étude, nous avons évalué la sensibilité des caractéristiques diélectriques de la neige modélisées à différents paramètres : densité, taille de grains, température et fréquence, et nous les avons comparés aux données de terrain. Cette comparaison semble satisfaisante. Il faut cependant davantage de mesures de terrain dans les gammes de températures observées en Antarctique pour compléter ces résultats, en particulier pour les parties imaginaires des constantes diélectriques de la glace et de la neige.

CHAPITRE 2

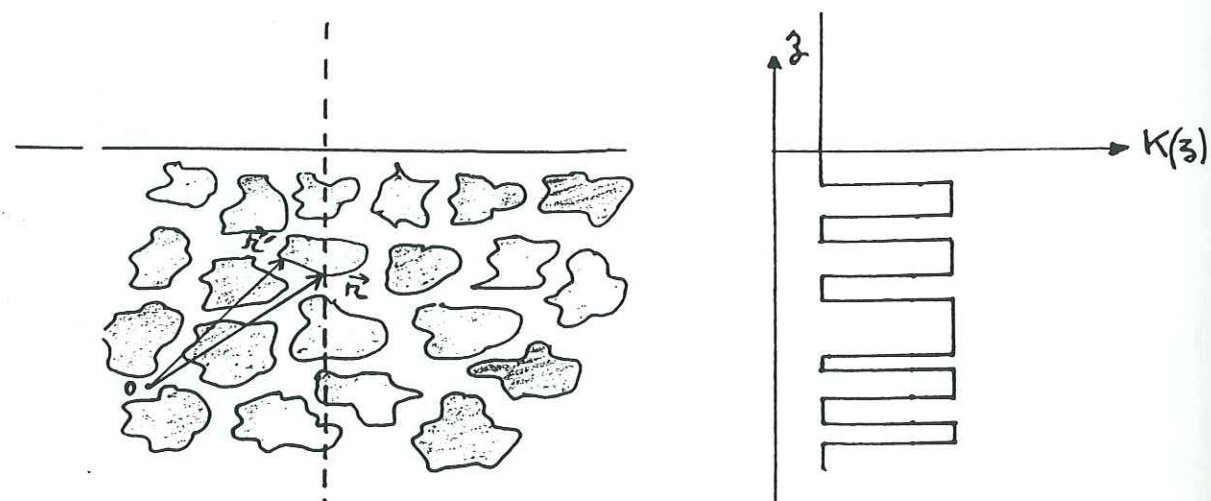
LE MODELE D'EMISSIVITE DE LA NEIGE

LE MODELE D'EMISSIVITE MICRO-ONDE DE LA NEIGE

Le modèle développé dans cette partie est basé sur la résolution des équations de Maxwell (Stogryn, 1986). Nous énonçons les bases de la théorie de Stogryn. Le développement pour la résolution de ces équations sera explicité entièrement, car il permet de comprendre comment les interactions entre les grains de neige (phénomènes microscopiques) sont introduites dans le calcul du champ électromagnétique total (aspect macroscopique). Cette résolution exprime finalement la nature des interactions qui sont prises en compte dans le modèle et les caractéristiques diélectriques effectives de la neige. Les développements et calculs seront très rapidement abordés, le détail des calculs sera présenté en annexe.



a) La glace de lac



b) La neige

Fig.2.1 : Variation de la constante diélectrique relative en fonction de la profondeur: a) pour un milieu qui présente une faible fluctuation, glace de lac, et b) pour le milieu neige qui présente une forte fluctuation.

A. HYPOTHESE SUR LE MILIEU

A.1. Notion de faibles et fortes fluctuations

La faible fluctuation s'applique à un milieu qui renferme des volumes infinitésimaux. On appellera ces volumes, volumes d'exclusion, car ils sont le lieu de discontinuités.

La glace de lac est un exemple de faible fluctuation (fig.2.1a), où les volumes d'exclusion sont des bulles d'air de taille faible par rapport aux autres volumes. Soit K la constante diélectrique effective du milieu considéré, K_r la partie fluctuante et K_0 valeur moyenne, K s'écrit alors :

$$K = K_r + K_0 \quad . \quad \text{Dans le cas de la faible fluctuation} \quad K_r \ll K_0 \quad .$$

La forte fluctuation consiste à dire que le milieu renferme des volumes d'exclusion non négligeable. K_r n'est plus négligeable devant K_0 . Pour la neige, les volumes d'exclusion sont les grains de neige (fig.2.1b).

A.2. Paramètres descriptifs de la neige introduits dans le modèle

Suivant le profil vertical, la constante diélectrique de la neige est telle que :

$$\hat{\epsilon}(r) = \begin{cases} \hat{1} \cdot \epsilon_0 & z > 0 \\ \hat{K}(r) \cdot \epsilon_0 & z < 0 \end{cases} \quad (1)$$

ϵ_0 constante diélectrique du vide et r le vecteur décrivant la position "d'observation" à une profondeur z (fig.2.1b).

Dans la neige ($z < 0$) les fluctuations de $\hat{K}(r)$ constante diélectrique relative sont très fortes et très rapides. Conformément à la théorie des fortes fluctuations, on décompose $\hat{K}(r)$ en deux parties. La première $\hat{K}_0(z)$ est la valeur moyenne de la constante diélectrique du milieu ; on l'appelle constante quasi-statique, nous avons vu que sa valeur peut être déduite de la formule de ~~Rohrer et Van Santen~~ (1946) et ne dépend que de z (?)

La seconde $\hat{K}_r(r)$ correspond aux fluctuations par rapport à la moyenne. Par définition

$$\langle \hat{K}_r(r) \rangle = 0 \quad (3)$$

$\hat{K}_r(r)$ exprime le fait que le milieu est tantôt de la glace tantôt de l'air.

$$\text{On écrit donc :} \quad \hat{K}(r) = \hat{K}_0(z) + \hat{K}_r(r) \quad (4)$$

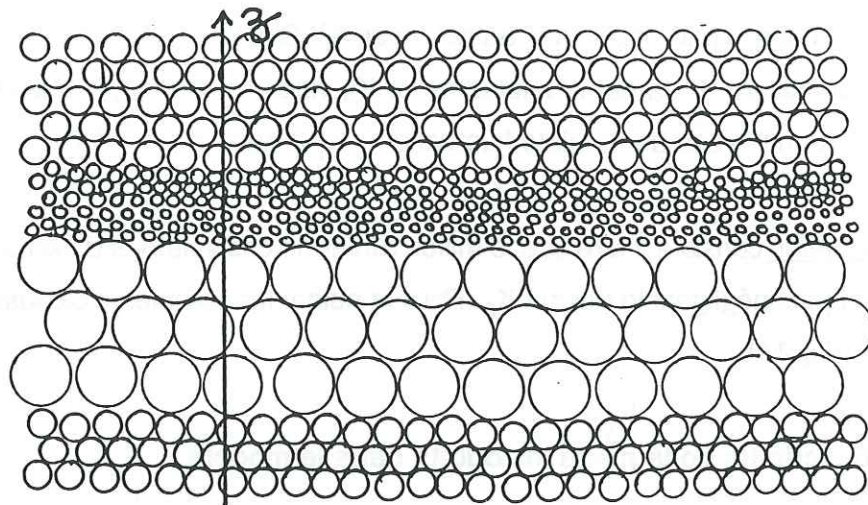


Fig.2.2 : Représentation d'un milieu stratifié ; pour plus de simplicité on a représenté des sphères mais le modèle considère des grains non sphériques.

Pour un milieu anisotrope, $\hat{\epsilon}(r)$ est un tenseur d'ordre 3, $\hat{K}(r)$ est également un tenseur d'ordre 3 et \hat{I} le tenseur dyadique unitaire. Supposons que les axes x, y et z sont les directions propres du tenseur, le tenseur $\hat{K}(r)$ s'exprime alors de la façon suivante :

$$\hat{K}(r) = \begin{bmatrix} K_x & 0 & 0 \\ 0 & K_y & 0 \\ 0 & 0 & K_z \end{bmatrix} \quad (5)$$

A.3. Hypothèses introduites dans le modèle, (Stogryn, 1986)

- Hypothèses

HYPOTHESE 1 : On se place dans des **conditions isothermes**, le modèle d'émissivité, basé sur la théorie des champs, ne permettant pas de tenir compte d'un profil de température. Il est en effet difficile de trouver un lien direct entre l'intensité du champ électromagnétique et la température de brillance quand le milieu n'est pas isotherme. Tsang et al (1975) ont abordé ce problème et proposent une solution permettant d'introduire le profil de température. Ce développement n'a pas été traité dans ce travail, mais fait partie des améliorations possibles, améliorations dont il faudra tenir compte pour l'Antarctique.

HYPOTHESE 2 : Les caractéristiques du milieu (taille de grains, densité) doivent **tendre asymptotiquement vers une valeur finie** quand z tend vers $-\infty$. Elle peut quasiment toujours s'appliquer dans la mesure où l'on considère constantes les caractéristiques du milieu au delà de la profondeur de pénétration.

HYPOTHESE 3 : Le milieu neige est **stratifié suivant des plans horizontaux**, donc isotrope suivant les axes x et y (fig.2.2). De plus pour des questions de résolution, on considère que **dans chaque strate le milieu est pleinement isotrope** en x, y et z. Les caractéristiques du milieu sont donc considérées constante à l'intérieur de chaque strate.

- Conséquences des hypothèses

La troisième hypothèse implique d'emblée que tous les paramètres ne varieront qu'en fonction de z. De plus, pour que les caractéristiques du milieu soient constantes à l'intérieur

de chaque strate, l'épaisseur de strate doit être grande devant la longueur de corrélation.

. Dans la théorie des fortes fluctuations, la fonction d'autocorrélation décrivant la constante diélectrique de la neige est à symétrie sphérique car on a considéré que le milieu est isotrope pour chaque strate, ce qui entraîne :

$$K_x = K_y = K_z = K \quad (6)$$

On écrira alors que $\hat{K}(r) = K(r) \cdot \hat{I}$ d'où

$$\begin{aligned} \hat{K}_0(z) &= K_0(z) \cdot \hat{I} \\ \hat{K}_r(r) &= K_r(r) \cdot \hat{I} \end{aligned} \quad (7)$$

avec $K(r)$, $K_0(z)$ et $K_r(r)$ qui sont des fonctions scalaires.

. En raison de la troisième hypothèse, la solution en champ électromagnétique du problème aura une **symétrie cylindrique**.

. Comme la constante diélectrique ne dépend ni de x , ni de y , ni de z , il existe pour le champ électromagnétique moyen E_m .

- Le problème physique lié à la neige

Un milieu inhomogène comme la neige est perçu au travers de deux aspects :

- l'aspect "macroscopique" : qui consiste en une étude du comportement électromagnétique par rapport à un milieu homogène, dans sa vision globale : champ lointain,

- l'aspect "microscopique" : puisqu'il s'agit de traduire le comportement du champ électromagnétique au voisinage des grains de neige, champ local ; cet aspect est abordé lorsque l'on détermine les caractéristiques diélectriques de la neige induisant les différentes interactions onde électromagnétique - grains de neige.

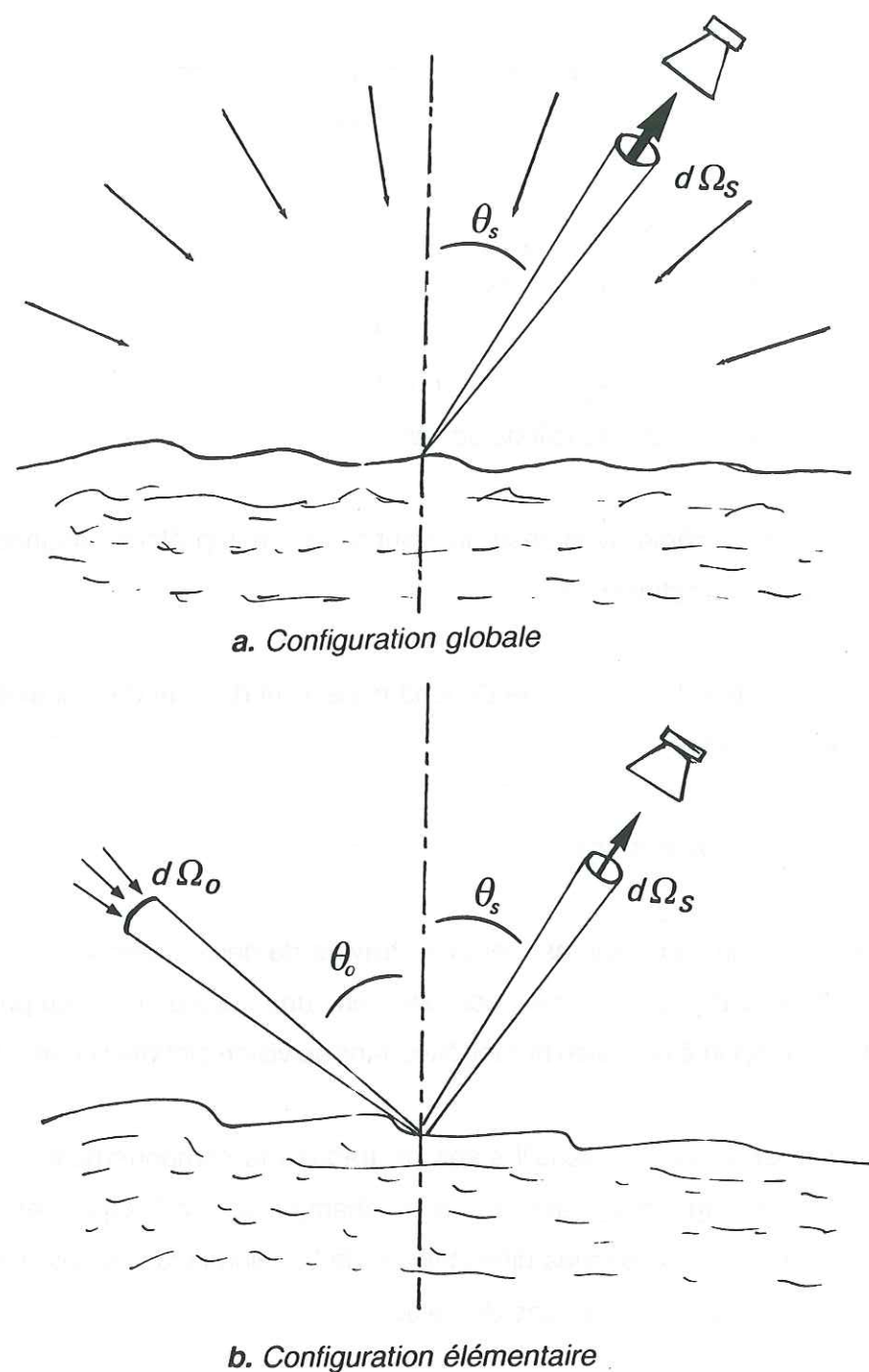


Fig.2.3 : Représentation pour le calcul de la réflectivité hémisphérique.

B. DEFINITION DE L'EMISSIVITE

B.1. Concept de base - présentation du problème

Dans la première partie, la définition de l'émissivité en fonction de la réflectivité spectrale a déjà été énoncée :

$$e_{\alpha}(\theta_s, \varphi_s) = 1 - \rho(\theta_s, \varphi_s) \quad (8)$$

θ_s et φ_s indiquent la direction de l'émission, respectivement angle zénithal et angle zénithal.

Cette relation permet une autre alternative au calcul de l'émissivité. On peut en effet transformer le problème du calcul de l'émissivité naturelle d'un milieu en celui du calcul de la réponse de ce dernier à une onde électromagnétique. C'est pourquoi, dans ce qui suit on ne parlera plus d'onde émise mais d'onde diffusée par réflexion.

$\rho(\theta_s, \varphi_s)$ est la réflectivité hémisphérique de la cible (observée dans la direction θ_s, φ_s), c'est à dire que l'on considère la réflexion des ondes provenant de tout l'espace. Elle est reliée à ρ_b la réflectivité bidirectionnelle par la relation suivante :

$$\rho(\theta_s, \varphi_s) = \int_{\Omega_0} \rho_b(\theta_0, \varphi_0, \theta_s, \varphi_s) \cos \theta_0 d\Omega_0$$

Pour la réflectivité bidirectionnelle, l'onde entre dans l'angle solide $d\Omega_0$ pour ensuite, par réflexion, sortir de l'angle solide $d\Omega_s$.

Pour connaître l'émissivité dans la direction θ_s, φ_s il suffit de mesurer, ou de calculer les réflectivités hémisphériques qui sont les grandeurs qui interviennent dans les méthodes d'observation avec sources naturelles (le soleil) ou artificielles (radar, laser), c'est en ce sens que la télédétection passive rejoint les deux autres modes de télédétection (I-chap1).

Dans la suite, on ne s'attachera pas à la réflectivité bidirectionnelle mais cette notion permet d'introduire le principe de base de la modélisation. Considérons une source artificielle émettant dans tout le demi-hémisphère en direction de la cible observée (figure 2.3a). On observe l'onde réfléchi par cet élément de surface dans la direction θ_s, φ_s et d'angle solide $d\Omega_s$. Soient α et β les indices de polarisations horizontale ou verticale ; α indique la polarisation de l'onde émise et β la polarisation de l'onde incidente. On adopte tout d'abord

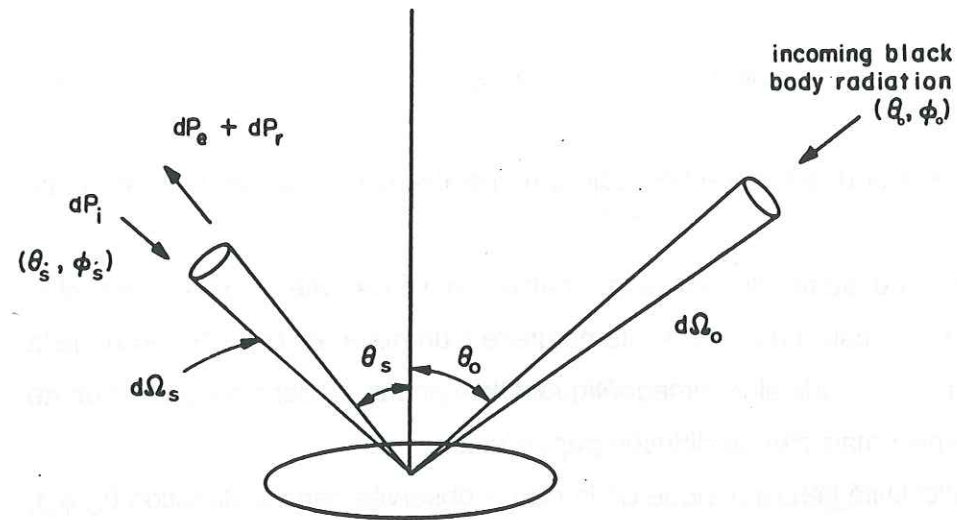


Fig.2.4 : Configuration géométrique pour le calcul de l'émissivité : dérivée de la loi de Kirchoff.

la configuration élémentaire suivante : on considère la portion d'onde incidente de polarisation β entrant dans l'angle solide $d\Omega_0$ qui sera réfléchi par la surface vers l'angle solide $d\Omega_s$ avec une polarisation α (figure 2.3b). Tout le calcul théorique consiste en la modélisation de la réflectivité spectrale hémisphérique.

B.2. Rappel de la définition de l'émissivité par la température de brillance

Pour la polarisation α , l'émissivité, dans la direction (θ_s, ϕ_s) est le rapport entre la luminance du corps étudié et celle du corps noir dans les mêmes conditions de température et de fréquence, pour la polarisation α :

$$e_\alpha(\theta_s, \phi_s) = \frac{\text{Lum}_\alpha(\theta_s, \phi_s) \text{ pour la surface}}{\text{Lum}_0 \text{ du corps noir}}$$

Si l'on peut définir une température équivalente pour le milieu T_{milieu} , alors en première approximation, on écrit que :

$$e_\alpha(\theta_s, \phi_s) = \frac{\text{TB}_\alpha(\theta_s, \phi_s)}{T_{\text{milieu}}} \quad (9)$$

avec TB_α la température de brillance en polarisation α .

B.3. Définition de l'émissivité par le coefficient de diffusion bidirectionnel γ_{ab}

L'émissivité est donc définie par rapport à celle du corps noir dont le rayonnement est isotrope et homogène. Par conséquent, considérons que le corps noir émet une puissance incidente P_0 provenant de toute la demi-hémisphère supérieure sur un élément de surface dS . On divise cette puissance incidente en puissance élémentaire dP_0 entrant dans l'angle solide $d\Omega_0$. Considérons maintenant la puissance élémentaire du corps noir entrant dans l'angle solide $d\Omega_s$ que l'on notera $dP_{\text{incidente}}$. A l'équilibre thermodynamique et pour un milieu que l'on considère infini (hypothèse (2)), on peut écrire :

$$dP_{\text{incidente}} = dP_{\text{absorbée}} + dP_{\text{réfléchi}}$$

soit selon Kirchoff :

$$dP_{\text{incidente}} = dP_{\text{émise}} + dP_{\text{réfléchi}} \quad (10)$$

Avec les notations du problème précisées à la figure 2.4 :

- $dP_{\text{incidente}}$, la puissance du corps noir incidente sur l'élément de surface $\cos \theta_s dS$ entrant dans l'angle solide $d\Omega_s$ de polarisation β s'écrit :

$$dP_{\text{incidente}} = I_0 \cos \theta_s dS d\Omega_s \quad (11)$$

I_0 est l'intensité spécifique du corps noir.

- $dP_{\text{émise}}$ est la puissance émise par l'élément de surface $\cos \theta_s dS$ et traversant l'angle solide $d\Omega_s$:

$$\begin{aligned} dP_{\text{émise}} &= e_\alpha(\theta_s, \varphi_s) dP_{\text{incidente}} \\ dP_{\text{émise}} &= e_\alpha(\theta_s, \varphi_s) I_0 \cos \theta_s dS d\Omega_s \end{aligned} \quad (12)$$

- $dP_{\text{réfléchié}}$ est la puissance du corps noir venant de tout l'espace réfléchi sur l'élément de surface dS à travers $d\Omega_s$ (rayonnement qui est ici caractérisé par $d\Omega_0$ à intégrer sur toute la demi-hémisphère supérieure). $dP_{\text{réfléchié}} / P_0$ est la fraction de puissance diffusée dans une direction θ_s, φ_s , définie de la façon suivante :

$$\frac{dP_{\text{réfléchié}}}{P_0} = \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \frac{1}{4\pi} \gamma_{\alpha\beta}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) d\Omega_s \quad (13)$$

$$\text{avec } P_0 = \int_{\Omega_0} I_0 \cos \theta_0 dS d\Omega_0$$

$\gamma_{\alpha\beta}$ est le coefficient de diffusion bidirectionnel (bistatic en anglais) défini par Peake (1959). Il représente l'intensité du rayonnement provenant de $d\Omega_s$, avec une polarisation α et sortant de $d\Omega_0$ avec une polarisation β .

Par conséquent :

$$dP_{\text{réfléchié}} = \int_{\Omega_0} I_0 dS \cos \theta_0 d\Omega_0 \frac{1}{4\pi} \left[\gamma_{\alpha h}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) + \gamma_{\alpha v}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) \right] d\Omega_s$$

$$dP_{\text{réfléchié}} = I_0 dS d\Omega_s \int_{\Omega_0} \cos \theta_0 \frac{1}{4\pi} \left[\gamma_{\alpha h}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) + \gamma_{\alpha v}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) \right] d\Omega_0 \quad (14)$$

La relation liant $\gamma_{\beta\alpha}$ et $\gamma_{\alpha\beta}$ est tirée du théorème de réciprocité sur les champs électriques et les densités de courant (Peake, 1959) :

$$\cos \theta_0 \gamma_{\alpha\beta}(\theta_s, \varphi_s, \theta_0, \varphi_0) = \cos \theta_s \gamma_{\beta\alpha}(\theta_0, \varphi_0, \theta_s, \varphi_s) \quad (15)$$

Par conséquent

$$e_\alpha(\theta_s, \varphi_s) = 1 - \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_0} \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}(\theta_0, \varphi_0, \theta_s, \varphi_s) d\Omega_0 \quad (16)$$

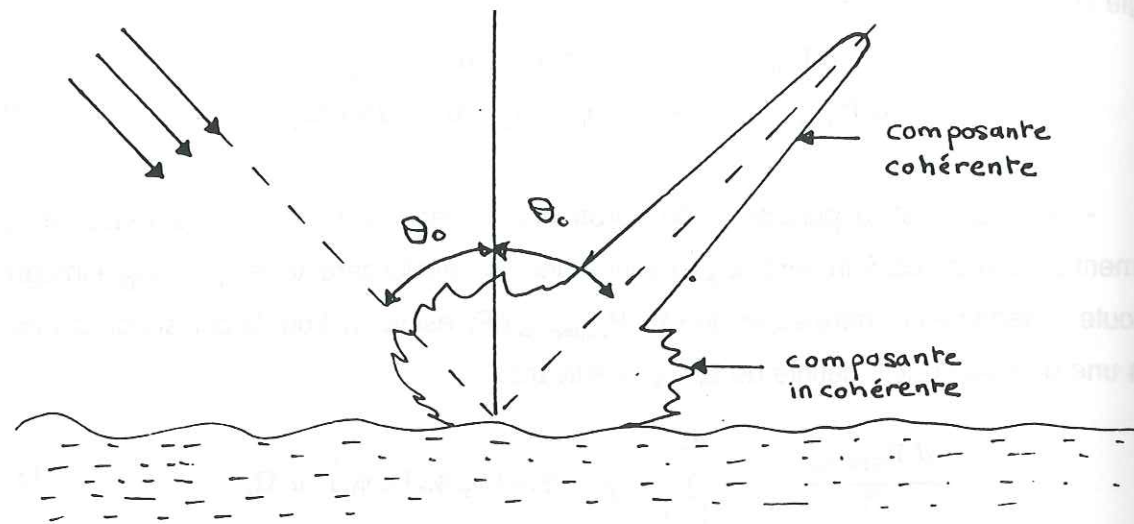


Fig.2.5 : Décomposition du champ électromagnétique en une composante cohérente et une composante incohérente ; théorie des fortes fluctuations.

α est la polarisation de l'onde émise et β la polarisation de l'onde incidente. Le terme intégral correspond à la réflectivité spectrale hémisphérique.

Pour un milieu diffusant, Twersky (1957) écrit que le coefficient de diffusion bidirectionnel $\gamma_{\alpha\beta}$ est composé d'une partie cohérente (ou spéculaire) $\gamma_{\beta\alpha}^c$ liée à la réflectivité de Fresnel et d'une partie incohérente $\gamma_{\beta\alpha}^i$ comme suit :

$$\gamma_{\beta\alpha} = \gamma_{\beta\alpha}^c + \gamma_{\beta\alpha}^i \quad (17)$$

De ce fait,

$$e_{\alpha}(\theta_s, \phi_s) = 1 - \frac{1}{4\pi} \int \left(\sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^c + \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^i \right) d\Omega_0 \quad (18)$$

B.4. Définition de l'émissivité par la réflectivité spectrale

On rappelle à nouveau la définition :

$$e_{\alpha}(\theta_s, \phi_s) = 1 - \rho(\theta_s, \phi_s) \quad (19)$$

Lorsqu'on envoie une onde électromagnétique sur un milieu inhomogène comme la neige, l'onde réfléchi ou diffusée couvre une large bande de fréquence et consiste en une superposition de plusieurs ondes de polarisations différentes statistiquement indépendantes. Il n'y a pas de corrélation entre les ondes composant le signal. Ces ondes sont dites incohérentes ou non polarisées. Par conséquent selon la théorie des fortes fluctuations, le champ électromagnétique total \vec{E} (incident + réfléchi) se décompose en (fig.2.5) :

- une composante moyenne dite cohérente \vec{E}_m
- une composante diffuse dite incohérente \vec{E}_r

Ceci se traduit par la relation suivante :

$$\vec{E} = \vec{E}_m + \vec{E}_r \quad (20)$$

$$\text{Tout comme pour } K(r) \text{ on a : } \langle \vec{E} \rangle = \vec{E}_m \quad (21)$$

$$\langle \vec{E}_r \rangle = 0 \quad (22)$$

C'est pourquoi l'expression de ρ pour le champ diffusé sera la suivante (Ulaby et Moore, 1982) :

$$\rho(\theta_s, \phi_s) = \frac{\langle \vec{E}_{sk}^{\alpha} \vec{E}_{sl}^{\beta*} \rangle}{\langle \vec{E}_0^{\alpha} \vec{E}_0^{\alpha*} \rangle} \quad (23)$$

\vec{E}_s est le champ diffusé et \vec{E}_s^* son complexe conjugué,
les indices k et l indiquent qu'il s'agit de champs non corrélés,
 \vec{E}_0 est le champ incident,

α et β dénotent deux polarisations différentes.

Si $\alpha = \beta$ alors on aura la composante cohérente et lorsque $\alpha \neq \beta$, la composante incohérente.

Selon la théorie des fortes fluctuations, \vec{E}_s le champ diffusé est composé du champ réfléchi au sens de Fresnel et du champ aléatoire :

$$\vec{E}_s = \vec{E}_{\text{Fresnel}} + \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}} \quad (24)$$

$$\text{si } \vec{E}_0 = E_0 \vec{k} \exp(i \vec{k}_0 \cdot \vec{r})$$

$$\text{alors } \vec{E}_{\text{Fresnel}} = E_0 R_\alpha \vec{k}_1 \exp(i \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) \quad \text{et} \quad \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}} = E_{\text{réfl.aléa.}} \cdot \vec{k}_1$$

\vec{k}_1 et \vec{k}_0 sont respectivement les vecteurs d'onde réfléchi et incidente, R la réflectivité de Fresnel.

Considérant que $\langle \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}} \rangle = 0$, on obtient :

$$\langle \vec{E}_{sk}^\alpha \vec{E}_{sl}^\beta \rangle = |E_0|^2 |R_\alpha|^2 \delta_{\alpha\beta} + \langle \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}}^\alpha \cdot \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}}^{\beta*} \rangle \quad (25)$$

Soit $\delta_{\alpha\beta}$, le delta Kronecker, telle que si $\alpha \neq \beta$, \vec{E}_{Fresnel} n'existe pas.

Le champ $E_{\text{réfl.aléa.}}$ est le champ fluctuant diffusé dans tout l'espace, or on veut définir le champ local $\mathcal{E}_{\text{réfl.aléa.}}$ diffusé dans $d\Omega_0$, on écrit alors :

$$\langle \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}m}^\alpha \cdot \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}l}^\beta \rangle = \int \langle \mathcal{E}_{\text{réfl.aléa.}m}^\alpha \cdot \mathcal{E}_{\text{réfl.aléa.}l}^{\beta*} \rangle d\Omega_0 \quad (26)$$

Si r_p , distance du point observé au point d'observation, est grande, on peut écrire :
 $d\Omega \approx \cos \theta dS / r_p^2$. Cette approximation est valable dans le cas de la télédétection satellitaire. Par conséquent : $d\Omega_0 / d\Omega_s \approx \cos \theta_0 / \cos \theta_s$.

D'où à l'aide des relations 18, 19, 23 et 25, on extrait les expressions suivantes (Stogryn, 1974) :

$$\gamma_{\beta\alpha}^i = 4\pi \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta_s} \cdot \frac{\langle \mathcal{E}_{\text{réfl.aléa.}k}^\alpha \cdot \mathcal{E}_{\text{réfl.aléa.}l}^{\beta*} \rangle}{|E_0|^2} \quad (27)$$

$$\gamma_{\beta\alpha}^c = \frac{4\pi |R_\alpha|^2 \delta_{\alpha\beta}}{\sin \theta_s} \cdot \delta(\theta_s - \theta_0) \cdot \delta(\phi_s - \phi_0) \quad (28)$$

Les $\delta(\theta)$ et $\delta(\phi)$ sont des deltas de Dirac.

La relation 18 devient (Stogryn, 1986) :

$$e_\alpha(\theta_s, \phi_s) = 1 - |R_\alpha|^2 - \frac{1}{4\pi} \int \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^i(\theta_0, \phi_0, \theta_s, \phi_s) d\Omega_0 \quad (29)$$

B.5. Conclusions

La détermination de R_α passe par celle du champ spéculaire et celle de $\gamma_{\beta\alpha}$ nécessite de calculer le champ aléatoire.

Pour modéliser l'émissivité, il importe donc de résoudre :

- une équation pour E_m le champ électromagnétique cohérent, permettant le calcul de R_α ainsi que la fonction de transmission dans le milieu neige de l'onde cohérente dont on verra ultérieurement qu'elle intervient dans le calcul de $\gamma_{\beta\alpha}$,

- une équation pour $E_{\text{réfl.aléa.}}$, le champ électromagnétique incohérent, pour le calcul du coefficient de diffusion incohérent $\gamma_{\alpha\beta}^i$.

C. RESOLUTION DES EQUATIONS DE MAXWELL

ou Comment est introduit l'aspect microscopique dans la vision macroscopique ?

La propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu quelconque est régie par les équations de Maxwell. En régime harmonique et dans le cas d'un milieu non conducteur. L'équation à résoudre est la suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) - k^2 \hat{K}(r) \vec{E}(r) = 0 \quad (30)$$

avec k nombre d'onde et $\vec{E}(r)$ le champ total, en un point du milieu neige, appelé position d'observation et définie par r .

Pour déterminer l'émissivité, on veut connaître \vec{E}_m et \vec{E}_r qui sont les composantes du champ total \vec{E} . On va donc dans cette partie décomposer l'équation 30 en deux équations, l'une définissant \vec{E}_m et l'autre \vec{E}_r .

Partant de la théorie des fortes fluctuations, la constante diélectrique relative du milieu est :

$$\hat{K}(r) = \hat{K}_0(z) + \hat{K}_r(r)$$

On a donc l'équation suivante à résoudre :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - k^2 \hat{K}_0(z) \vec{E} = k^2 \hat{K}_r(r) \vec{E} \quad (31)$$

Soit l'opérateur $L_0 = \nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_0(z)$ et $\hat{Q}(r) = k^2 \hat{K}_r(r)$

l'équation (31) devient :

$$L_0 \vec{E} = \hat{Q}(r) \vec{E} \quad (32)$$

La difficulté de résolution de cette équation vient des problèmes rencontrés au niveau des discontinuités air-glace.

- Formalisme de la fonction de Green

La fonction de Green est un formalisme mathématique, qui utilise la théorie des distributions (Roach, 1967). Elle permet bien souvent de s'affranchir de calculs supplémentaires et de prendre en compte les discontinuités du milieu.

La fonction dyadique de Green $\hat{G}(r, r')$ correspondant à l'équation de Maxwell pour le champ \vec{E} vérifie la relation suivante, appelée équation de Dyson :

$$\nabla \times \nabla \times \hat{G}(r, r') - k^2 \hat{K}_0(z) \hat{G}(r, r') = k^2 \hat{K}_r(r) \hat{G}(r, r') + \hat{I} \delta(r-r') \quad (33)$$

$$\text{soit} \quad L_0 \hat{G}(r, r') = \hat{Q}(r) \hat{G}(r, r') + \hat{I} \delta(r-r') \quad (34)$$

$\delta(r-r')$ fonction de Dirac, \hat{I} matrice unitaire. r et r' sont des vecteurs, r indique la position d'observation et r' décrit le milieu.

La solution de l'équation pour la fonction de Green est connue sous la forme suivante :

$$\hat{G}(r, r') = \hat{G}^0(r, r') + \iiint_{z \leq 0} d^3 r_1 \hat{G}^0(r, r_1) \hat{Q}(r_1) \hat{G}(r_1, r') \quad (35)$$

avec $G^0(r, r')$ qui vérifie:

$$\nabla \times \nabla \times \hat{G}^0(r, r') - k^2 \hat{K}_0(z) \hat{G}^0(r, r') = \hat{I} \delta(r-r') \quad (36)$$

$$\text{soit} \quad L_0 \hat{G}^0(r, r') = \hat{I} \delta(r-r'),$$

$$\text{donc par définition l'opérateur inverse de } L_0 \text{ est : } L_0^{-1}(r, r') = \iiint_{z \leq 0} d^3 r' \hat{G}^0(r, r')$$

Avec la démarche précédente permettant le calcul de $\hat{G}(r, r')$, $\vec{E}(r)$ s'écrit :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0(r) + \iiint_{z \leq 0} d^3 r' \hat{G}^0(r, r') \hat{Q}(r') \vec{E}(r') \quad (37)$$

$$\text{avec } \vec{E}_0(r) \text{ qui vérifie : } \nabla \times \nabla \times \vec{E}_0 - k^2 \hat{K}_0(z) \vec{E}_0 = 0 \quad (38)$$

$$\text{soit} \quad L_0 \vec{E}_0 = 0$$

On va donc rechercher l'expression de \hat{G}_0 .

C.1. Introduction de l'aspect microscopique : formalisme du champ externe

- Introduction des discontinuités dans le milieu

Les discontinuités dans la neige ou volumes d'exclusion constituées par chaque grain de neige. Ces volumes sont décrits par le delta de Dirac $\delta(r-r')$ de façon à ce que par intégration sur r' on parcourt tout le volume du grain, r indiquant la position de l'observateur (fig.2.6).

Ryzhov et Tamoikin (1970) ont proposé l'expression suivante pour \hat{G}_0 :

$$\hat{G}^0(r, r') = \text{VPG}^0(r, r') + \hat{S} \delta(r-r') \quad (39)$$

- avec $\text{VPG}^0(r, r')$ "valeur principale" de G^0 , qui sera définie ultérieurement,

- et \hat{S} , qui dans le cas très particulier où le grain de neige est décrit par une fonction de corrélation à symétrie sphérique, est égale à : $\hat{S} = -\frac{1}{3 k^2 \hat{K}_0(r)} \cdot \hat{I}$, \hat{I} matrice unitaire

On pose l'opérateur suivant

$$M(r, r') = \iiint d^3 r' \text{VPG}^0(r, r') \quad (40)$$

$$\text{alors} \quad L_0^{-1} = M + \hat{S} \quad (41)$$

- Formalisme du champ externe

En remplaçant G^0 par sa nouvelle valeur dans la relation 37, on obtient :

$$\vec{E}(r) [\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}(r)] = \vec{E}_0(r) + M(r, r') \hat{Q}(r') \vec{E}_0(r') \quad (42)$$

$$\text{Soit} \quad \vec{F}(r) = \vec{E}(r) [\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}(r)] = \vec{E}(r) - \hat{S} \hat{Q}(r) \vec{E}(r) \quad (43)$$

- Le terme $(\hat{S} \hat{Q}(r) \vec{E}(r))$ est lié aux volumes d'exclusion, et traduit les phénomènes qui se passent dans ceux-ci,

- Le terme $\vec{E}(r)$ constitue le champ global, c'est à dire celui qui ne voit pas de discontinuité.

$\vec{F}(r)$ appelé champ externe permet donc de rapporter à l'échelle microscopique ce qui se passe à l'échelle macroscopique. Le formalisme du champ externe revient donc à considérer les grains comme des sources émettrices.

L'expression de $\vec{F}(r)$ s'écrit maintenant :

$$\vec{F}(r) = \vec{E}_0(r) + M(r, r') \frac{\hat{Q}(r)}{\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}(r)} \vec{F}(r') \quad (44)$$

$$\text{On pose,} \quad \xi(r) = \frac{\hat{Q}(r)}{\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}(r)} = k^2 \frac{3 K_0(z) K_r(r)}{3 K_0(z) + K_r(r)} \quad (45)$$

$$\text{D'où} \quad \xi(r) \vec{F}(r) = \hat{Q}(r) \vec{E}(r) \quad (46)$$

$$\text{Et finalement :} \quad \vec{F}(r) = \vec{E}_0(r) + M(r, r') \xi(r') \vec{F}(r') \quad (47)$$

Donc en comparant les expressions du champ \vec{E} et du champ externe \vec{F} , tout se passe

comme si $Q(r)$ avait été remplacé par $\xi(r)$ et $L_0^{-1}(r, r')$ par $M(r, r')$

Tout comme le champ diffusé, le champ externe se décompose en une partie cohérente et une partie incohérente :

$$\vec{F}(r) = \langle \vec{F}(r) \rangle + \vec{F}_r(r) \quad (48)$$

on note $\langle \vec{F}(r) \rangle = \vec{F}_m(r)$

C.2. Comment sont traduites les interactions entre grains de neige ?

- Fonction de Green du champ externe, développement en série de Neuman

La solution de Green qui est associée à l'équation au champ "externe", s'écrit maintenant sous la forme :

$$\hat{G}'(r, r') = VP \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) \xi(r_1) \hat{G}'(r_1, r') \quad (49)$$

Le cheminement de l'onde entre la position décrite par r et celle décrite par r' est caractérisé par des cheminements intermédiaires décrits par $r_1, r_2, \dots, r_n, r_{n+1}$. On développe ainsi $\hat{G}'(r_1, r')$ en fonction de $\hat{G}'(r_2, r')$ et ainsi de suite :

$$\begin{aligned} \hat{G}'(r, r') &= VP \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) \xi(r_1) \hat{G}'(r_1, r') \\ \hat{G}'(r_1, r') &= VP \hat{G}^0(r_1, r') - M(r_1, r_2) \xi(r_2) \hat{G}'(r_2, r') \\ &\dots\dots\dots \\ \hat{G}'(r_n, r') &= VP \hat{G}^0(r_n, r') - M(r_n, r_{n+1}) \xi(r_{n+1}) \hat{G}'(r_{n+1}, r') \end{aligned} \quad (52)$$

L'expression de $\hat{G}'(r, r')$ est maintenant :

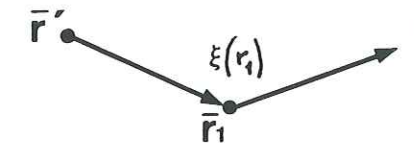
$$\begin{aligned} \hat{G}'(r, r') &= VP \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) \xi(r_1) VP \hat{G}^0(r_1, r') \\ &\quad + M(r, r_1) \xi(r_1) M(r_1, r_2) \xi(r_2) VP \hat{G}^0(r_2, r') \\ &\quad - \dots\dots\dots + \dots \end{aligned} \quad (54)$$

On obtient ainsi le développement en série de Neuman de $\hat{G}'(r, r')$ (Ulaby, Moore et Fung, 1982 vol.1) :

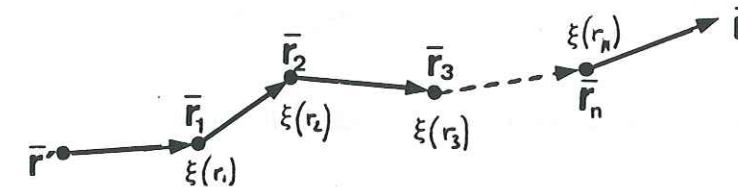
$$\hat{G}'(r, r') = \sum_{n=0}^{n=\infty} (M \xi)^n VP \hat{G}^0 \quad (56)$$

Frisch (1968) a montré que l'on peut donner une signification physique à chacun des termes de cette série. Le premier terme de cette série représente l'approximation d'ordre 0 et

caractérise la solution du problème homogène, dans lequel il n'y a pas de diffusion. Le second est appelé approximation de 1^{er} ordre et s'interprète physiquement par une seule diffusion de l'onde incidente. Les flèches indiquent le cheminement de l'onde. \vec{r}, \vec{r}_1 et \vec{r}' indiquent les extrémités des vecteurs, positions d'observation.



Le terme n est l'approximation d'ordre n et signifie qu'il y a n diffusions de l'onde incidente.



Pour assurer la convergence de cette expression, il faut que $\langle \xi(r) \rangle = 0$

Ce qui implique,

$$\langle \xi(r) \rangle = k^2 \left\langle \frac{3 K_0(z) K_r(r)}{3 K_0(z) + K_r(r)} \right\rangle \quad (53)$$

Or $\langle K_r \rangle = 0$, donc si on a : $K_r \ll 3 K_0$ alors $\langle \xi(r) \rangle = 0$

C'est une condition moins forte que pour la faible fluctuation qui veut que $K_r \ll K_0$.

A ce stade de l'étude, on ne peut pas vérifier que cette condition est justifiée, mais on verra ultérieurement qu'une condition de convergence plus forte sera posée.

- Fonction de Green moyenne du champ externe par la méthode du diagramme

La série de Neuman exprimant \hat{G} peut être développée par un diagramme qui met davantage en évidence les effets de diffusion. F_m étant lié à sa fonction de Green moyenne, on cherche à connaître celle-ci.

$$\begin{aligned} \langle \hat{G}'(r, r') \rangle &= VP \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) \langle \xi(r_1) \rangle VP \hat{G}^0(r_1, r') \\ &\quad + M(r, r_1) M(r_1, r_2) \langle \xi(r_1) \xi(r_2) \rangle VP \hat{G}^0(r_2, r') \\ &\quad - \dots\dots\dots + \dots \end{aligned} \quad (54)$$

Or on impose $\langle \xi(r) \rangle = 0$, soit $C(r - r')$ la fonction d'autocorrélation décrivant le milieu neige telle que : $C(r - r') = \langle \xi(r) \xi(r') \rangle$

Alors tenant compte de $\langle \xi(r) \rangle = 0$, on obtient :

$$\langle \hat{G}'(r, r') \rangle = \text{VP} \hat{G}^0(r, r') + M(r, r_1) M(r_1, r_2) C(r_1 - r_2) \text{VP} \hat{G}^0(r_2, r') + \dots + \dots \quad (55)$$

Pour simplifier cette expression, on utilise le symbolisme de la méthode du diagramme (Ulaby et al, 1982 vol1) :

A l'aide des symboles :

$$\begin{aligned} \text{=====}_o &= \langle G'(r, r') \rangle & \text{---} \text{---} \text{---}_o &= C(r - r') \\ \text{---}_o &= \text{VPG}_0(r, r') & \text{---}_{n+1} \text{---}_o &= \text{VPG}_0(r_{n+1}, r') \\ \text{---}_o \text{---}_1 &= M(r, r_1) & \text{---}_n \text{---}_{n+1} &= M(r_n, r_{n+1}) \end{aligned}$$

Nous pouvons écrire la fonction de Green moyenne sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle G'(r, r') \rangle &= \text{=====}_o = \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 \text{---}_o \\ &+ \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 \text{---}_3 \text{---}_4 \text{---}_o \\ &+ \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 \text{---}_3 \text{---}_4 \text{---}_o \\ &+ \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 \text{---}_3 \text{---}_4 \text{---}_o + \dots \quad (56) \end{aligned}$$

On définit \otimes le symbole opérateur de masse. Il regroupe les éléments indivisibles de cette série et symbolise en quelque sorte les interactions entre grains de neige :

$$\otimes = \text{---} \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} \text{---} + \dots \quad (57)$$

On peut donc écrire $\langle \hat{G}'(r, r') \rangle$, sous la forme suivante, ce développement est long et l'explication en est donnée dans Ulaby et al. (vol. 3, 1982) :

$$\begin{aligned} \text{=====}_o &= \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \otimes \text{---}_2 \text{---}_o \\ &+ \text{---}_o \text{---}_1 \otimes \text{---}_2 \text{---}_3 \otimes \text{---}_4 \text{---}_o + \dots \quad (58) \end{aligned}$$

Soit après mise en facteur :

$$\begin{aligned} \text{=====}_o &= \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \otimes [\text{---}_2 \text{---}_o + \text{---}_2 \text{---}_3 \otimes \text{---}_4 \text{---}_o + \dots] \\ \text{=====}_o &= \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \otimes \text{---}_2 \text{=====}_o \quad (59) \end{aligned}$$

C.3. Nature des interactions considérées dans le modèle : Approximation bilocale

- Approximation bilocale

Dans l'approximation bilocale, on simplifie l'opérateur de masse \otimes par:

$$\otimes \approx \text{---} \text{---} \text{---}$$

De ce fait, la relation 59 devient:

$$\text{=====}_o = \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 \text{=====}_o \quad (60)$$

Si l'on développe à nouveau:

$$\begin{aligned} \text{=====}_o &= \text{---}_o + \text{---}_o \text{---}_1 \text{---}_2 [\text{---}_o + \text{---}_3 \text{---}_4 \text{---}_o \\ &+ \text{---}_3 \text{---}_4 \text{---}_5 \text{---}_6 \text{---}_o] \quad (61) \end{aligned}$$

Ce qui permet de bien réaliser que cette approximation rend compte des couplages (ou interactions) immédiats. En d'autres termes, un grain de glace influence les grains proche de lui, mais n'influence pas les autres.

En revenant aux notations littérales, nous obtenons la forme intégrale de l'équation de Dyson avec l'approximation bilocale :

$$\langle \hat{G}'(r, r') \rangle = \text{VP} \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) M(r_1, r_2) C(r_1 - r_2) \langle \hat{G}'(r_2, r') \rangle \quad (62)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{G}'(r, r') \rangle &= \text{VP} \hat{G}^0(r, r') \\ &- \iiint d^3 r_1 \iiint d^3 r_2 \text{VP} \hat{G}^0(r, r_1) \text{VP} \hat{G}^0(r_1, r_2) C(r_1 - r_2) \langle \hat{G}'(r_2, r') \rangle \end{aligned}$$

Tout se passe comme si, dans l'expression de $\hat{G}'(r, r')$, on avait remplacé ξ par $\langle \xi M \xi \rangle$.

D'où maintenant :

$$\langle \hat{G}'(r, r') \rangle = \text{VP} \hat{G}^0(r, r') - M(r, r_1) \langle \xi(r_1) M(r_1, r_2) \xi(r_2) \rangle \langle \hat{G}'(r, r') \rangle \quad (63)$$

Fréquences GHz	$K_0 (10^{-2})$	$\kappa (10^{-2})$	$ \kappa / K_0 $
6.6	$151,476 + 0.00004 i$	$0.00049 + 0.00003 i$	0.00033
10.7	$151,576 + 0.00007 i$	$0.00127 + 0.00014 i$	0.00084
18	$151,476 + 0.00014 i$	$0.00352 + 0.00066 i$	0.00237
21	$151,476 + 0.00017 i$	$0.00473 + 0.00104 i$	0.00320
37	$151,476 + 0.00035 i$	$0.01334 + 0.00505 i$	0.00943

Tableau 2.1 Exemple pour la validation de l'approximation bilocale dans des conditions de neige de densité 0.3, de taille moyenne de grain de neige 0.5mm et de température 230K: valeur de K_0 , κ et leur rapport pour les cinq fréquences SMMR.

Soit
$$\kappa(r) = \frac{1}{k^2} \iiint d^3 r_1 \text{VP} \hat{G}^0(r_1, r) C(r_1 - r) \quad (64)$$

Au sens de la théorie des fortes fluctuations, l'approximation bilocale n'est valable que si $|\frac{\kappa}{K_0}| \ll 1$.

Finalement F_m s'écrit :

$$\vec{F}_m(r) = \vec{E}_0(r) + M(r, r_1) \langle \xi(r_1) M(r_1, r') \xi(r') \rangle \vec{F}_m(r') \quad (65)$$

- Validité de l'approximation bilocale

Nous avons évalué le rapport $|\frac{\kappa}{K_0}|$, pour une neige de densité 0.3 avec une taille moyenne de grains de 0.5 mm et une température de 230 K. Un rapide regard sur le tableau 2.1 permet de constater que l'approximation bilocale est toujours valable. Il en est de même pour des tailles de grains plus gros.

C.4. Retour à l'aspect macroscopique : les équations pour le champ total

- Equation normalisée d'ordre zéro et du premier ordre

On connaît maintenant deux équations pour \vec{F} , que l'on allège en ne laissant que le nom des tenseurs :

$$\begin{aligned} (1) \quad \vec{F}_r &= \vec{E}_0 + M \xi \vec{F} \\ (2) \quad \vec{F}_m &= \vec{E}_0 + M \langle \xi M \xi \rangle \vec{F}_m \end{aligned}$$

et également deux relations établissant le lien entre \vec{E} et \vec{F} :

$$\begin{aligned} (3) \quad \vec{F} &= \vec{E} [\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}] \\ (4) \quad \xi \vec{F} &= \hat{Q} \vec{E} \end{aligned}$$

Grâce à la relation, $L_0^{-1} = M + \hat{S}$, et à $|\frac{\kappa}{K_0}| \ll 1$, on obtient les deux équations définissant \vec{E}_m et \vec{E}_r (ces deux étapes sont développées à l'annexe I) :

$$\begin{aligned} [L_0 - \langle \xi M \xi \rangle] \vec{E}_m &= 0 \quad (I) \\ L_0 \vec{E}_r &= \xi \vec{E}_m \quad (II) \end{aligned}$$

L'équation pour le champ \vec{E}_m est appelée, équation normalisée d'ordre 0. L'équation pour le champ \vec{E}_r est appelée, équation normalisée de premier ordre.

- Constante diélectrique effective de la neige

Puisque $\langle \xi M \xi \rangle = k^2 \hat{\kappa}(r)$, l'opérateur devant E_m s'écrit :

$$\nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_0(z) - k^2 \hat{\kappa}(r)$$

soit $\hat{K}_{neige} = \hat{K}_0 + \hat{\kappa}$, la constante diélectrique de la neige. K_{neige} est en fait un opérateur. On verra par la suite que cet opérateur se réduit à un tenseur si l'on considère qu'il existe une solution aux ondes planes dans le milieu. A la différence de $\hat{K} = \hat{K}_0 + \hat{\kappa}$, au travers du terme κ , K_{neige} fait intervenir la diffusion dans le milieu.

En raison des hypothèses, posées au I-2-1, $\kappa(r)$ est un tenseur qui est représenté par une fonction $\hat{\kappa}(r) = \kappa(r) \hat{I}$. Le calcul de ce terme est développé dans Stogryn (1984), la solution se présente sous forme d'une série dont on cherche la limite.

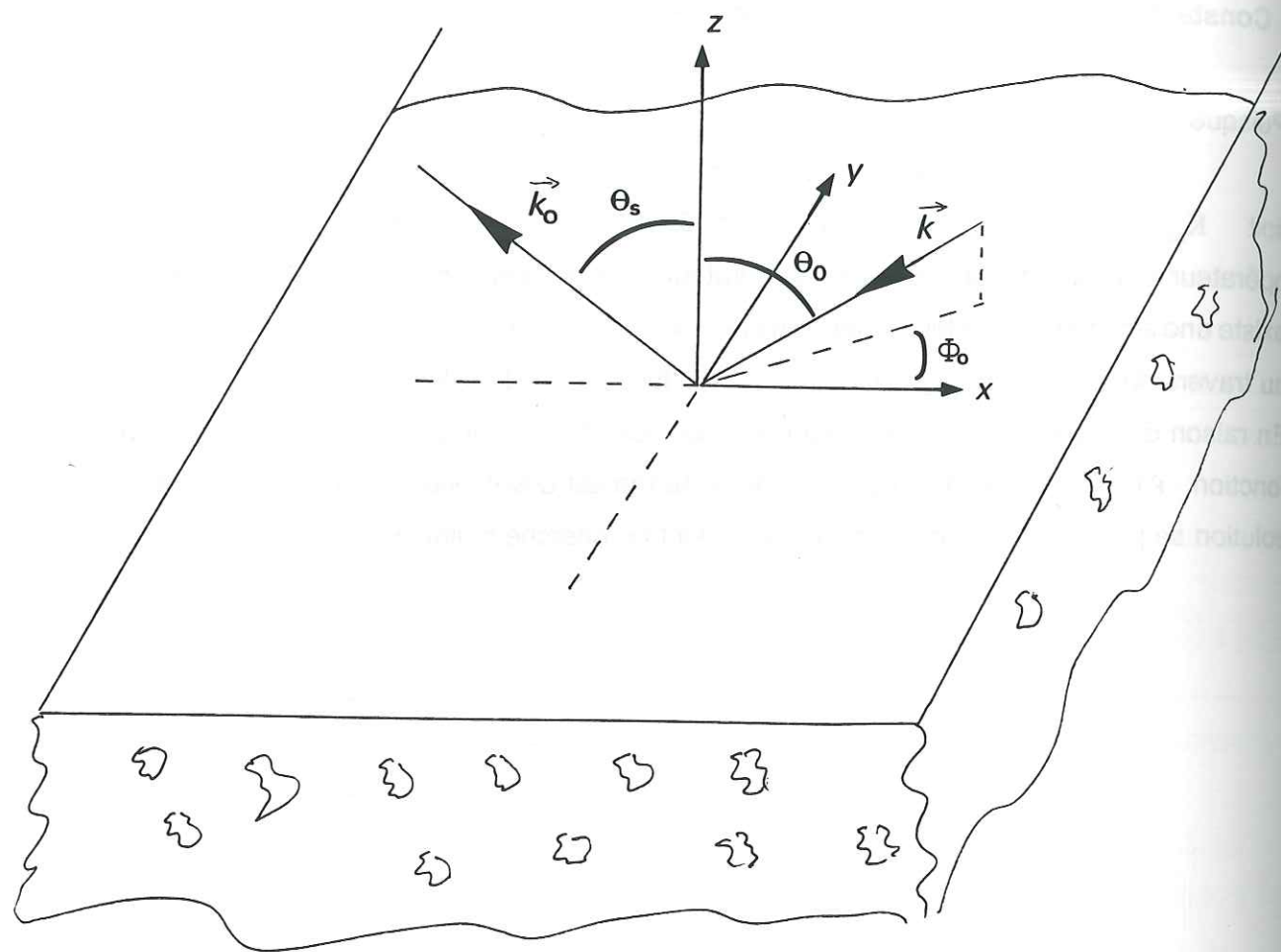


Fig.2.6 : Configuration géométrique du problème ; les vecteurs \vec{k} et \vec{k}_0 indiquent respectivement les vecteurs d'onde incidents et émis.

D. CALCUL DE L'EMISSIVITE

D.1. Coefficient bidirectionnel incohérent γ^i

- Résumé de la résolution des équations (I) et (II)

La résolution des équations de Maxwell conduit aux deux équations suivantes définissant le champ électromagnétique moyen et le champ électromagnétique aléatoire :

$$\left[L_0 - \langle \xi M \xi \rangle \right] \vec{E}_m = 0 \quad (I)$$

$$L_0 \vec{E}_r = \xi \vec{E}_m \quad (II)$$

La résolution de l'équation (I) pour le champ moyen donne plusieurs expressions pour la polarisation horizontale et verticale. Il s'agit d'équations différentielles du second degré et à coefficients variables en z , puisque toutes les caractéristiques du milieu ne dépendent que de z , voir Annexe II. Celles-ci définissent le comportement du champ transmis au travers de ses fonctions de transmission, $f(z)$ en polarisation horizontale et, $f_x(z)$ et $f_z(z)$ en polarisation verticale. Les conditions aux limites (conservation des champs tangents en $z=0$) permettent de définir une solution unique à ces équations, puisqu'elles imposent une valeur en $z=0$ dépendant des coefficients de réflexion qui sont calculés indépendamment.

La résolution de l'équation (II) pour le champ aléatoire permet de déterminer de l'opérateur inverse de L_0 . La résolution de cette équation passe par la transformée de Fourier. Soient $L(r) = L_0^{-1}(r) = \iiint d^3 r_1 \Gamma(r, r_1)$ et $\Gamma(r, r')$ un tenseur tel que $L_0 \Gamma = \hat{I} \delta$. Soient $A_{ij}(z', \tau, \eta)$ la transformée de Fourier des éléments Γ_{ij} du tenseur Γ . On a :

$$\Gamma_{ij}(r, r') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\tau \int d\eta A_{ij}(z', \tau, \eta) \exp \left[i \left(\tau(x-x') + \eta(y-y') + z \sqrt{k^2 - \eta^2 - \tau^2} \right) \right] \quad (66)$$

avec k nombre d'onde, τ et η caractérisant la configuration du problème (fig.2.6),

$$\tau = k \sin \theta_0 \cos \phi_0$$

$$\eta = k \sin \theta_0 \sin \phi_0$$

Puisque le problème possède une symétrie cylindrique, on définit les A_{ij} en coordonnées cylindriques, soient : $a_{\phi\phi}$, $a_{\rho\rho}$, $a_{\rho z}$ et $a_{z\rho}$. Lorsqu'on applique l'opérateur L_0 à cette matrice, pour chacune de ces composantes (annexe III), on obtient des équations différentielles à

coefficients variables. On établit une solution unique de ces équations en considérant la condition d'onde sortante en $-\infty$ (c'est à dire que l'onde se propage de la source vers l'infini ce qui traduit le fait que le champ est nul en $-\infty$) et la condition aux limites en $z=0$.

- Calcul de l'émissivité

Pour mémoire l'expression de l'émissivité en fonction du coefficient bidirectionnel est la suivante :

$$e_{\alpha}(\theta_s, \varphi_s) = 1 - |R_{\alpha}|^2 - \frac{1}{4\pi} \int \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^i(\theta_0, \varphi_0, \theta_s, \varphi_s) d\Omega_0 \quad (67)$$

$$\text{avec } \gamma_{\beta\alpha}^i = 4\pi \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta_s} \cdot \frac{\langle \vec{\mathcal{E}}_{\text{réfl.aléa.}k}^{\alpha} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{\text{réfl.aléa.}l}^{\beta*} \rangle}{|E_0|^2} \quad (68)$$

Précédemment nous avons vu que l'expression de $E_r(r)$ est : $\vec{E}_r = L \xi \vec{E}_m$

ou encore $\vec{E}_r(r) = \iiint d^3 r_1 \Gamma(r, r_1) \xi(r_1) \vec{E}_m(r_1)$

Considérons maintenant deux vecteurs non corrélés caractérisés chacun par une distance d'observation différente, dénotés par les indices k et l dans l'équation 68, on écrit :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{rk}^{\alpha}(r') &= E_{rk}^{\alpha}(r') \vec{\alpha} = L_k^{\alpha}(r') \xi(r') \vec{E}_{mk}(r') \\ \vec{E}_{rl}^{\beta}(r'') &= E_{rl}^{\beta}(r'') \vec{\beta} = L_l^{\beta}(r'') \xi(r'') \vec{E}_{ml}(r'') \end{aligned}$$

soit

$$\langle \vec{E}_{rk}^{\alpha}(r') \cdot \vec{E}_{rl}^{\beta}(r'') \rangle = \langle \xi(r') \xi(r'') \rangle L_k^{\alpha}(r') \vec{E}_{mk}(r') \vec{\alpha} \cdot L_l^{\beta}(r'') \vec{E}_{ml}(r'') \vec{\beta} \quad (69)$$

avec

$$C'(r'-r'') = \langle \xi(r') \xi(r'') \rangle = C'(0) \exp\left[-\frac{|r'-r''|}{l}\right] \quad (70)$$

C' est la deuxième fonction de corrélation introduite dans le calcul ; son expression est développée en Annexe IV.

La relation $\langle \vec{E}_{rk}^{\alpha}(r') \cdot \vec{E}_{rl}^{\beta}(r'') \rangle$ devient :

$$\langle \vec{E}_{rk}^{\alpha}(r') \cdot \vec{E}_{rl}^{\beta}(r'') \rangle = \iiint d^3 r' \iiint d^3 r'' C'(r'-r'') \Gamma_k^{\alpha}(r, r') \vec{E}_{mk}(r') \vec{\alpha} \cdot \Gamma_l^{\beta}(r, r'') \vec{E}_{ml}(r'') \vec{\beta} \quad (71)$$

Pour revenir au champ localement émis, on utilise l'expression suivante :

$$\langle \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}k}^{\alpha} \cdot \vec{E}_{\text{réfl.aléa.}l}^{\beta*} \rangle = \int \langle \vec{\mathcal{E}}_{\text{réfl.aléa.}k}^{\alpha} \cdot \vec{\mathcal{E}}_{\text{réfl.aléa.}l}^{\beta*} \rangle d\Omega_0$$

Donc tenant compte du fait que $d\eta d\tau = k^2 \cos \theta_0 d\Omega_0$ et du changement de variable suivant $x = x'' - x'$ et $y = y'' - y'$, on extrait de cette intégrale $W'(|z' - z''|; z'')$ qui est en fait la transformée de Fourier de $C'(r'-r'')$ (annexe V) :

$$W'(|z' - z''|; z'') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dx \int dy C'(x, y, (z' - z'')) \exp[i(\tau - k \sin \theta_s)x + i\eta y] \quad (72)$$

W' décroît exponentiellement, rapidement sur la distance $|z' - z''|$ de l'ordre d'une longueur de corrélation :

$$\begin{aligned} W'(|z' - z''|; z'') &= 2\pi C'(0) \left[\frac{1}{p^2} + \frac{1}{p} |z' - z''| \right] \exp(-p |z' - z''|) \\ \text{avec } p &= \frac{\sqrt{1 + l^2 k^2 \sin^2 \theta_s}}{l} \end{aligned} \quad (73)$$

Maintenant considérant les solutions des équations (I) et (II), on parvient à l'expression

de $\gamma_{\beta\alpha}^i$:

$$\gamma_{\beta\alpha}^i = \int_{-\infty}^0 dz' \int_{-\infty}^0 dz'' D(z') D^*(z'') W'(|z' - z''|; z'') \quad (75)$$

Les D ont des expressions qui dépendent à la fois des éléments en coordonnées cylindriques des A_{ij} ($A_{\varphi\varphi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$) et des expressions des fonctions de transmission dans la neige ($f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$).

Excepté pour les fréquences ayant une longueur d'onde de l'ordre de la taille des grains de neige environ 1 mm, on admettra que D ne va pas changer de façon importante sur une longueur de corrélation (Stogryn, 1986). Cette hypothèse ajoute une deuxième limite de validité du modèle : la fréquence doit avoir une longueur d'onde supérieure au mm.

Par conséquent en effectuant le changement de variable suivant : $u = z'' - z'$, on obtient :

$$\gamma_{\beta\alpha}^i \approx 2 \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \Re \{ D(z') D^*(z'+u) W'(|u|; z') \} \quad (75)$$

avec \Re partie réelle

La solution pour chacun des coefficients de diffusion est donnée dans Stogryn (1974), les

expressions des $\gamma_{\beta\alpha}$ sont les suivantes :

$$\gamma_{hh} = \frac{2k^6 \cos^2 \theta_0 \cos^2 \varphi_0}{\pi \cos \theta_s} \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \zeta_{hh} \quad (76)$$

$$\gamma_{hv} = \frac{2k^6 \sin \varphi_0}{\pi \cos \theta_s} \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \zeta_{hv} \quad (77)$$

$$\gamma_{vh} = \frac{2k^6 \cos^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0}{\pi \cos \theta_s} \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \zeta_{vh} \quad (78)$$

$$\gamma_{vv} = \frac{2k^6}{\pi \cos \theta_s} \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \zeta_{vv} \quad (79)$$

avec les variables intermédiaires :

$$\zeta_{hh} = \Re \left[A_{\varphi\varphi}(z') A_{\varphi\varphi}^*(z'+u) f(z') f^*(z'+u) W'(lu; z') \right] \quad (80)$$

$$\zeta_{hv} = \Re \left[A_{\rho\rho}(z') A_{\rho\rho}^*(z'+u) f(z') f^*(z'+u) W'(lu; z') \right] \quad (81)$$

$$\zeta_{vh} = \Re \left[A_{\varphi\varphi}(z') A_{\varphi\varphi}^*(z'+u) f_x(z') f_x^*(z'+u) W'(lu; z') \right] \quad (82)$$

$$\zeta_{vv} = \Re \left[\left(\cos \varphi_0 A_{\rho\rho}(z) f_x(z) + A_{\rho z}(z) f_z(z) \right) \cdot \left(\cos \varphi_0 A_{\rho\rho}^*(z') f_x^*(z') + A_{\rho z}^*(z') f_z^*(z') \right) \cdot W'(lu; z') \right] \quad (83)$$

Le calcul des $\gamma_{\alpha\beta}$ nécessite donc la connaissance de $f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$ ainsi que de $A_{\varphi\varphi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$.

D.2. Constante diélectrique effective de la neige

On rappelle que le milieu est décrit par des fonctions statistiques d'autocorrélation. La première étape est donc de définir un mélange aléatoire constitué de deux composants.

D.2.1. Définition (Tsang, Kong et Newton, 1982)

Soit $\xi(x_1)$ la constante diélectrique du composant 1 et $\xi(x_2)$ la constante diélectrique du composant 2, pour un milieu constitué par un mélange aléatoire de ces deux

composants, la constante diélectrique moyenne $\langle \xi(x) \rangle$ s'écrit :

$$\langle \xi(x) \rangle = f_r \xi(x_1) + (1-f_r) \xi(x_2) \quad (84)$$

f_r étant la fraction du volume du composant 1 sur le volume total.

Pour le moment d'ordre 2 $\xi(x)^2$, on écrit :

$$\langle \xi(x)^2 \rangle = f_r \xi^2(x_1) + (1-f_r) \xi^2(x_2) \quad (85)$$

Pour $|\xi(x)|^2$, on écrit ($||$, module) :

$$\langle |\xi(x)|^2 \rangle = f_r |\xi(x_1)|^2 + (1-f_r) |\xi(x_2)|^2 \quad (86)$$

D.2.2. Calcul de la constante diélectrique moyenne ou quasi-statique K_0

On a vu que $K_0(z)$ est définie par $\langle \xi(r) \rangle = 0$, ce qui signifie :

$$\langle \xi(r) \rangle = k^2 \left\langle \frac{3 K_0(z) K_r(r)}{3 K_0(z) + K_r(r)} \right\rangle \quad (87)$$

La constante diélectrique de la neige définie au départ est : $K(r) = K_0(z) + K_r(r)$

Par conséquent, l'expression 87 devient : $\langle \xi(r) \rangle = 3 k^2 \left\langle \frac{K_0(K_r - K_0)}{2 K_0 + K_r} \right\rangle$

K_r caractérise soit la glace soit l'air, donc :

$$\langle \xi(r) \rangle = \left[f_r \left(\frac{K_0(K_{\text{glace}} - K_0)}{2 K_0 + K_{\text{glace}}} \right) + (1-f_r) \left(\frac{K_0(1 - K_0)}{2 K_0 + 1} \right) \right] \times 3 k^2 = 0$$

On aboutit à une équation du second degré admettant deux solutions réelles dont l'une est toujours négative ; on obtient donc :

$$K_0 = \frac{-[(1-3f_r) K_{\text{glace}} + 3f_r - 2] + \sqrt{\Delta}}{4} \quad (88)$$

$$\text{avec } \Delta = \sqrt{(1-3f_r) K_{\text{glace}} + 3f_r - 2} + 8 K_{\text{glace}}$$

D.2.3. Calcul de la constante diélectrique effective de la neige K_{neige}

\hat{K}_{neige} intervient dans la relation suivante : $[\nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_{\text{neige}}(r)] \vec{E} = 0$

L'expression de \hat{K}_{neige} s'écrit : $\hat{K}_{\text{neige}} = \hat{K}_0 + \hat{\kappa}$

avec κ tel que : $\hat{\kappa}(r) = \frac{1}{k^2} \langle \xi M \xi \rangle$

En effet, on écrit que

$$\langle \xi M \xi \rangle \vec{E}(r) = \iiint d^3 r' VP \hat{G}^0(r, r') C(r - r') \vec{E}(r') \quad (89)$$

Comme les caractéristiques du milieu sont constantes à l'intérieur de chaque strate, on peut considérer que, pour chaque strate, il existe une solution aux ondes planes pour cette équation.

Soit \vec{E}_p une onde plane telle que : $\vec{E}_p = E_0 \vec{p} \exp[i \vec{k} \vec{r}]$ et \vec{p} le vecteur de polarisation dans le milieu neige, k est tel que : $|\vec{k}| = k \sqrt{K_{\text{neige}}}$.

On écrit alors que :

$$\hat{K}_p(\vec{k}) = \hat{K}_0 + \frac{1}{k^2} \iiint d^3 r' VP \hat{G}^0(r, r') C(r - r') \exp[-i \vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')] \quad (90)$$

avec K_p défini tel que : $[\nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_p(r)] \vec{E}_p = 0$

Maintenant contrairement à K_{neige} qui est un opérateur, \hat{K}_p est un tenseur qui dépend du vecteur \vec{k} . Avec les hypothèses adoptées pour le milieu, Stogryn (1984) montre que K_p est en fait un scalaire tel que : $\hat{K}_{\text{neige}} = K_p \hat{I}$. La résolution de cette dernière équation ne sera pas abordée dans ce travail, le développement entier de K_p est indiqué dans l'article de Stogryn (1984).

Si, de plus, le milieu est représenté par une fonction d'autocorrélation de forme exponentielle, il existe une solution numérique pour la détermination de K_{neige} :

$$K_{\text{neige}} = K_0 + \frac{C(0)}{k^2} \left[\frac{2}{3} I_1 - \frac{i I_2}{k \sqrt{K_0}} - \frac{I_3}{3} + \frac{I_4}{k^2 K_0} \right] \quad (91)$$

Les I_1, I_2, I_3 et I_4 dépendant de $k \sqrt{K_{\text{neige}}}$. Les I_n sont explicités en Annexe VI.

La solution d'une telle relation s'obtient par itération en partant de la valeur initiale

$$K_{\text{neige}} = K_0.$$

L'expression de $C(r - r')$ intervient dans ce calcul : $C(r - r') = \langle \xi(r) \xi(r') \rangle$

$$C(r - r') = C(0) \exp \left[-\frac{|r - r'|}{l} \right] \quad \text{avec} \quad C(0) = \langle \xi(r)^2 \rangle$$

$$\langle \xi(r)^2 \rangle = \left[f_r \left(\frac{K_0 (K_{\text{glace}} - K_0)}{2 K_0 + K_{\text{glace}}} \right)^2 + (1 - f_r) \left(\frac{K_0 (1 - K_0)}{2 K_0 + 1} \right)^2 \right] \times 9 k^4 \quad (92)$$

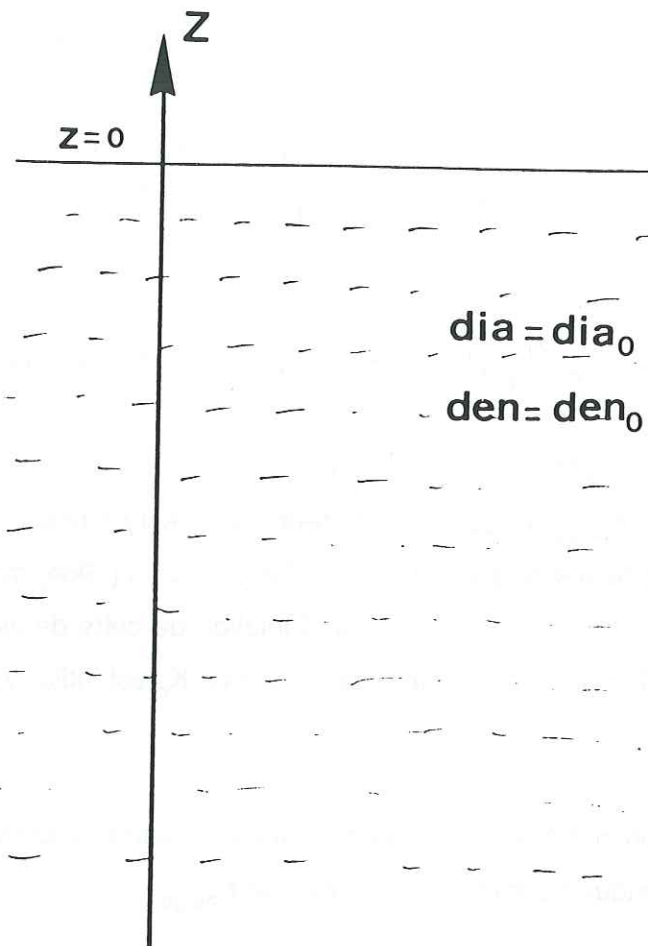


Fig.2.7 : Représentation du milieu neige pour la solution analytique du modèle.

E. SOLUTION ANALYTIQUE POUR LE CALCUL DE L'EMISSIVITE

Dans un milieu dont la densité et le diamètre des grains sont indépendants de z ($K_0(z)$ est constant), il existe une solution analytique pour le calcul de $f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$ et $A_{\phi\phi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$.

- Facteur de transmission

Dans ce cas, les équations différentielles se réduisent à des équations différentielles à coefficients constants. On détermine la solution qui convient au problème physique en appliquant la condition d'onde sortante en $-\infty$. Pour un milieu dont les caractéristiques ne varient pas en fonction de z , l'expression des coefficients de réflexion est connue. Les expressions sont données en annexe VII.

- Pour les $A_{\phi\phi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$

Les coefficients dépendant de z deviennent également constants. Pour développer la solution des équations, il faut se souvenir que ces fonctions dépendent à la fois de $|z-z'|$ et de z' . A partir de là, on applique à la solution générale les conditions d'ondes sortantes et aux limites.

On rappelle maintenant que $A_{ij}(z, z') = A_{ij}(z') \exp(iez)$, ε variable. Dans l'expression de $\gamma_{\beta\alpha}$, on recherche les $A_{ij}(z')$, soit $A_{ij}(z, z')|_{z=0}$.

- Pour les $\gamma_{\beta\alpha}$

Ayant les expressions des coefficients $A_{ij}(z')$ et des fonctions de transmission ($f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$) le calcul des $\gamma_{\alpha\beta}$ ne présente pas de difficultés. Si l'on tient compte de la solution générale suivante (communication personnelle de Stogryn) :

$$\int_{-\infty}^0 du \, g(u) \exp(Au) = \frac{1}{p^3} \left[\frac{1}{1+A} + \frac{p}{(p+A)^2} \right] \quad (93)$$

avec $g(u) = \frac{1}{p^3} [1 + p|u|] \exp(-p|u|)$, on parvient aux expressions des $\gamma_{\beta\alpha}$.

- Emissivité

L'émissivité est donnée par :

$$e_{\alpha}(\theta_s, \phi_s) = 1 - |R_{\alpha}|^2 - \frac{1}{4\pi} \int \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^i(\theta_0, \phi_0, \theta_s, \phi_s) d\Omega_0$$

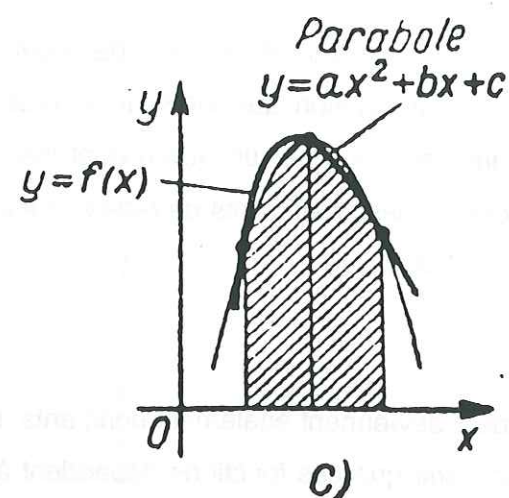


Fig.2.8 : Méthodologie d'intégration numérique de Simpson.

$$e_{\alpha}(\theta_s, \phi_s) = 1 - |R_{\alpha}|^2 - \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta_0 d\theta_0 \sum_{\beta=h}^{\beta=v} \gamma_{\beta\alpha}^i(\theta_0, \phi_0, \theta_s, \phi_s) \quad (94)$$

L'intégration sur ϕ se fait analytiquement tandis que pour l'intégration sur θ on doit avoir recours à une méthode d'intégration numérique. Nous avons choisie la méthode de Simpson. L'intégration doit se faire sur $0 \rightarrow \pi/2$, l'angle d'intégration choisi est $d\theta = \frac{\pi}{180}$. Soit $Y(\theta_0)$

l'intégrande (fig.2.8) :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} Y(\theta_0) d\theta_0 = \frac{1}{3} \left\{ Y(0) + 4Y\left(\frac{\pi}{180}\right) + 2Y\left(\frac{2\pi}{180}\right) + 4Y\left(\frac{3\pi}{180}\right) + \dots + 4Y\left(\frac{89\pi}{180}\right) + Y\left(\frac{90\pi}{180}\right) \right\}$$

Dans notre cas, l'erreur de précision absolue sur la valeur de e est de l'ordre de 10^{-4} .

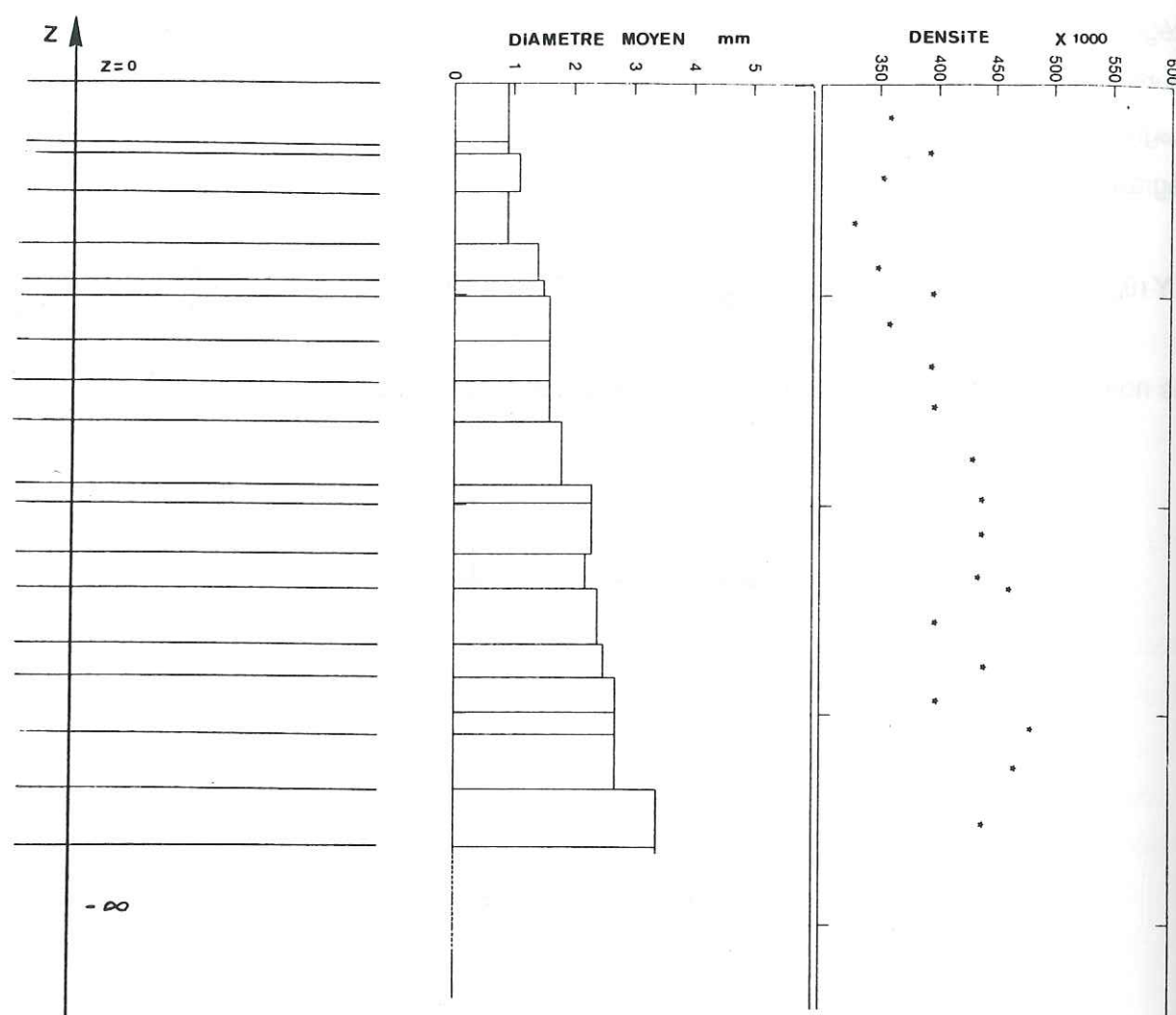


Fig.2.9 : Représentation du milieu neige pour la solution numérique du modèle : milieu stratifié ; il s'agit là une stratigraphie générée de façon aléatoire.

F. SOLUTION NUMERIQUE POUR LE CALCUL DE L'EMISSIVITE

Lorsque K_{neige} varie en fonction de la profondeur, il faut résoudre numériquement les équations du modèle. La figure 2.9 est un exemple de stratigraphie.

Tout comme pour la solution analytique, le calcul des $\gamma_{\alpha\beta}$ passe par la connaissance de $f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$ ainsi que de $A_{\phi\phi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$.

Tous les calculs ne seront pas détaillés dans la mesure où la plupart des développements sont répétitifs.

F.1. Résolution des équations de Riccati et calcul de l'émissivité

- Exemple pour le calcul de $f(z)$

$$f(z) \text{ vérifie : } \frac{d^2 f(z)}{dz^2} + k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f(z) = 0 \quad (95)$$

$$\text{soit } \frac{d^2 f(z)}{dz^2} + a(z) f(z) = 0 \quad (96)$$

Sachant que l'on considère que $K_{\text{neige}}(z)$ est constante quand z tend vers $-\infty$, le changement de variable $\gamma(z) = \frac{df(z)}{dz} / f(z)$ permet de transformer l'équation (96) en équation de Riccati :

$$\frac{d\gamma(z)}{dz} + \gamma^2(z) + a(z) = 0 \quad (97)$$

On obtient donc une équation différentielle de premier ordre avec la condition initiale suivante :

$$\gamma(-\infty) = -ik \sqrt{K_{\text{neige}}(-\infty) - \sin^2 \theta_s} \quad (98)$$

Dans les hypothèses de base du modèle, on considère que les caractéristiques du milieu ne varient pas à l'intérieur de chaque strate. Par conséquent la constante diélectrique de la neige évolue en profondeur par palier. Pour résoudre l'équation de Riccati, on doit ajouter une contrainte supplémentaire sur la discontinuité à la profondeur d :

$$\gamma(d^-) = \gamma(d^+) \quad (99)$$

Une fois que $\gamma(z)$ est connue alors R_h est déterminé par :

$$R_h = \frac{i k \cos \theta_s + \gamma(0)}{i k \cos \theta_s - \gamma(0)} \quad (100)$$

et $f(z)$ par :

$$f(z) = \left[1 + R_h \right] \exp \left[- \int_{-\infty}^0 \gamma(z) dz \right] \quad (101)$$

Pour résoudre l'équation de Riccati, on divise l'intervalle $0 \geq z \geq z_1$ (z_1 est la profondeur à partir de laquelle K_{neige} prend sa valeur asymptotique) en intervalles suffisamment petits tels que K_{neige} peut être approchée de sa valeur moyenne à l'intérieur de chaque intervalle (z_k, z_{k+1}) : $z_1 < z_2 \leq z_3 \dots \leq z_{n-1} < z_n = 0$.

On répète le calcul en chaque discontinuité z_k correspondant au haut d'une couche de neige et au bas de la couche de neige suivante.

A l'intérieur de chaque strate, la solution de l'équation de Riccati est donnée par une solution analytique. Dans l'intervalle $z_k \leq z \leq z_{k+1}$ pour lequel on considère $K_{\text{neige}}(z)$ constant, $\gamma(z)$ s'écrit :

$$\gamma(z) = \frac{\gamma(z_k) \cos[\sqrt{a}(z-z_k)] - \sqrt{a} \sin[\sqrt{a}(z-z_k)]}{U_k(z)} \quad (102)$$

$$U_k(z) = \cos[\sqrt{a}(z-z_k)] + \frac{\gamma(z_k) \sin[\sqrt{a}(z-z_k)]}{\sqrt{a}} \quad (103)$$

Par une intégration simple on montre également que, pour $z_k \leq z \leq z_{k+1}$:

$$\exp \left[\int_{z_k}^z \gamma(z) dz \right] = U_k(z) \quad (104)$$

Par conséquent, ceci permet d'établir le lien entre $f(z_n)$ et $f(z)$, pour $z_n < z \leq z_{n+1}$:

$$f(z) = f(z_n) \exp \left[\int_{z_n}^z \gamma(z) dz \right] = f(z_n) U_{z_n}(z) \quad (105)$$

ou encore un lien semblable pour $z \leq z_n$, soit :

$$f(z) = f(z_n) \exp \left[- \int_z^{z_n} \gamma(z) dz \right] \quad (106)$$

Les autres fonctions ne sont pas exactement définies par des équations du même type, néanmoins quelques changements de variable permettent de revenir à la résolution de l'équation de Riccati. Les développements sont donnés à l'annexe VIII. Nous disposons maintenant des différentes expressions intervenant dans γ .

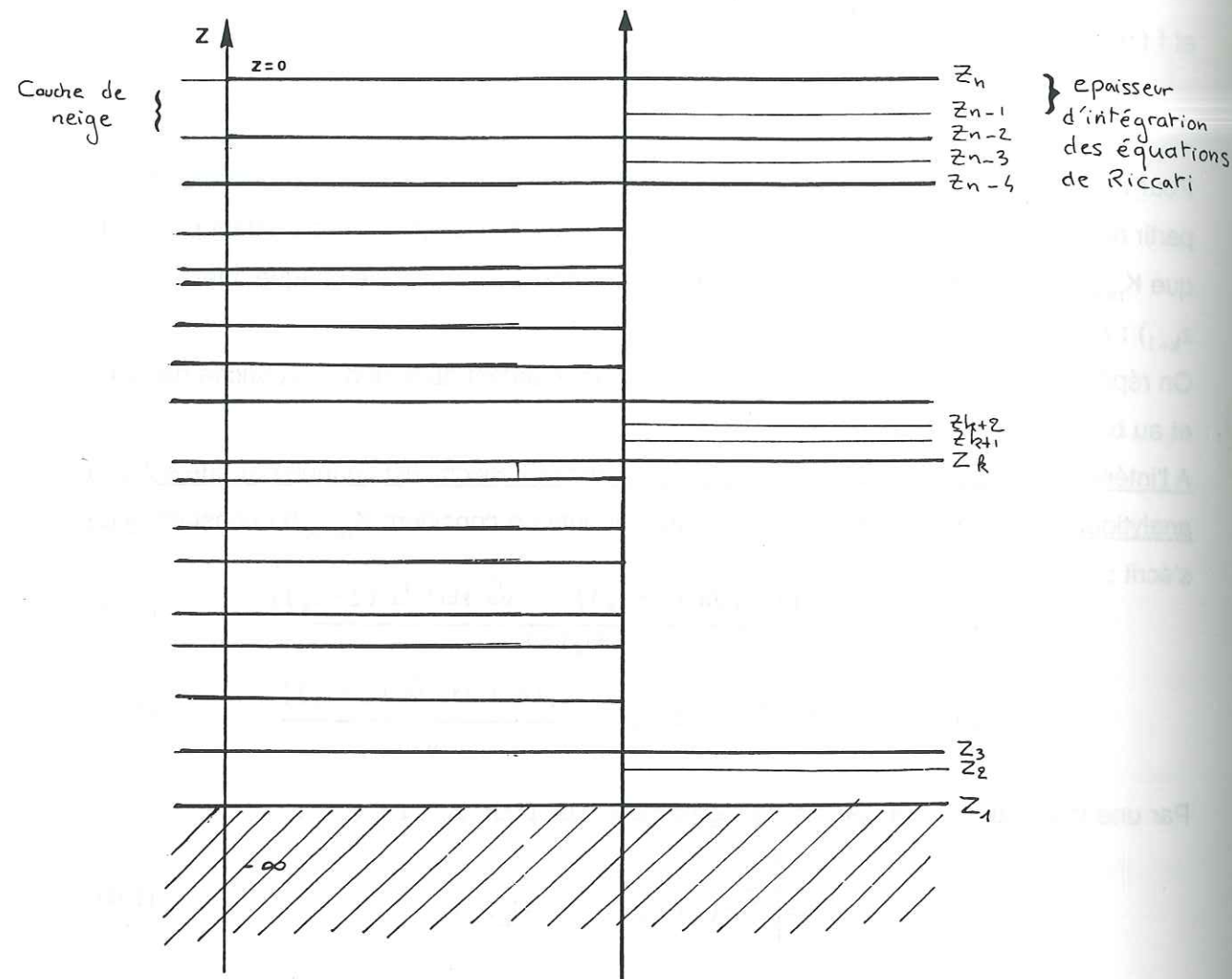


Fig.2.10 : Découpage de la stratigraphie pour la résolution des équations de Riccati.

- Conséquences de la résolution des équations de Riccati

On obtient la solution sous forme d'un développement en série de fonctions. Cette forme facilite la suite des calculs car il est relativement aisé d'évaluer des intégrales dont l'intégrande est une sinusoïde.

La suite du travail consiste alors à calculer d'une série d'intégrales indépendantes. Rappelons l'expression générale des $\gamma_{\beta\alpha}$:

$$\gamma_{\beta\alpha} = V(k, \theta_s, \theta_0, \phi_0) \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz \zeta_{\beta\alpha} \quad (107)$$

$$\int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz \zeta_{\beta\alpha} = \int_{-\infty}^0 dz \int_{-\infty}^0 du \zeta_{\beta\alpha} = \left(\int_{-\infty}^{z_1} + \int_{z_1}^{z_2} + \dots + \int_{z_k}^{z_{k+1}} + \dots + \int_{z_{n-1}}^{z_n=0} \right) dz \int_{-\infty}^0 du \zeta_{\beta\alpha}$$

$$\int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz \zeta_{\beta\alpha} = \int_{-\infty}^{z_1} dz \int_{-\infty}^0 du \zeta_{\beta\alpha} + \sum_{k=1}^{n-1} \left(\int_{z_k}^{z_{k+1}} dz \int_{-\infty}^0 du \zeta_{\beta\alpha} \right)$$

La figure 2.10 montre comment se fait le découpage de la stratigraphie pour le calcul. Les épaisseurs $z_k - z_{k+1}$ ne correspondent pas aux épaisseurs de strates mais au pas d'intégration comme on le verra dans le paragraphe F.2.

- Détermination des coefficients $\gamma_{\beta\alpha}$ pour l'intervalle $-\infty < z < z_1$

Puisque la procédure est la même pour chacun des $\gamma_{\beta\alpha}$, nous développerons ici le calcul de γ_{hh} donné par l'expression suivante :

$$\gamma_{hh} = \frac{2k^6 \cos^2 \theta \cos^2 \phi}{\pi \cos \theta_s} \int_{-\infty}^0 du \int_{-\infty}^0 dz' \zeta_{hh} \quad (108)$$

$$\zeta_{hh} = \text{Re} \left[A_{\phi\phi}(z') A_{\phi\phi}^*(z'+u) f(z') f^*(z'+u) W'(|u|; z') \right]$$

Dans l'intervalle $-\infty < z < z_1$, K_0 et K_{neige} sont constants (Hypothèse 2) ainsi que $\gamma(z)$ et $\alpha(z)$. En tenant compte de la relation entre $f(z_n)$ et $f(z)$ pour $z \leq z_n$, on voit qu'il en est de même pour $A_{\phi\phi}$, alors puisque z et $(z+u)$ sont tous deux compris entre $-\infty$ et z_1 :

$$\int_{-\infty}^{z_1} dz' \zeta_{hh} = \text{Re} \left[W'(|u|) \left| A_{\phi\phi}(z_1) f(z_1) \right|^2 \int_{-\infty}^{z_1} dz' \exp \left(h(z-z_1; z+u-z_1) \right) \right] \quad (109)$$

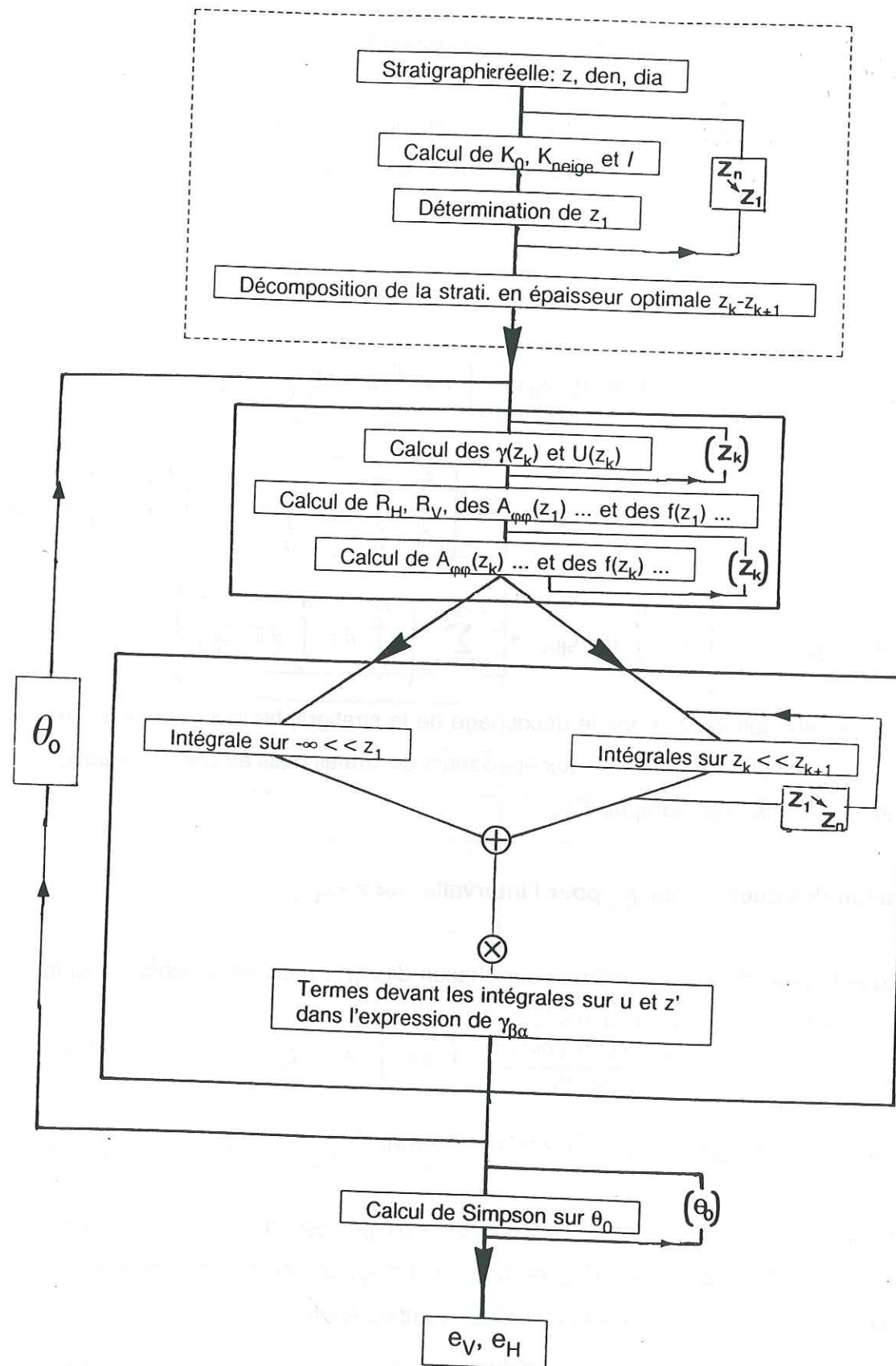


Fig.2.11 : Organigramme général indiquant les structures principales du programme de calcul de l'émissivité pour la solution numérique.

avec

$$h(z-z_1; z+u-z_1) = \alpha_-(-\infty)(z-z_1) + \alpha_*(-\infty)(z+u-z_1) + \gamma(-\infty)(z-z_1) + \gamma*(-\infty)(z+u-z_1)$$

$$\int_{-\infty}^{z_1} dz' \zeta_{hh} = W'(|u|) |A_{\phi\phi}(z_1) f(z_1)|^2 \frac{\text{Re exp}[(\alpha_-(-\infty) + \gamma(-\infty)) * u]}{2 \text{Re}(\alpha_-(-\infty) + \gamma(-\infty))} \quad (110)$$

Tous les termes de l'expression ci-dessus sont connus. On reporte cette valeur dans l'intégrale sur u définissant γ_{hh} . La solution analytique de cette intégrale sur u est connue (communication personnelle de Stogryn).

- Détermination des coefficients $\gamma_{\beta\alpha}$ pour les intervalles $z_k < z < z_{k+1}$

En considérant pour $A_{\phi\phi}$ une expression semblable à celle établie entre $f(z)$ et $f(z_n)$ pour $z_n < z \leq z_{n+1}$, on peut écrire :

$$\zeta_{hh} = W'(|u|) |A_{\phi\phi}(z') f(z')|^2 \text{Re} [U_z(z+u) U'_z(z+u)] \quad (111)$$

$$U_z(z+u) = \cos(\sqrt{a} u) + \frac{\gamma(z) \sin(\sqrt{a} u)}{\sqrt{a}}$$

$$U'_z(z+u) = \cos(\sqrt{a_0} u) + \frac{\alpha_-(z) \sin(\sqrt{a_0} u)}{\sqrt{a_0}}$$

Maintenant l'expression de ζ_{hh} est composée de deux intégrales l'une dépendant de z uniquement et l'autre de u et de z. L'intégrale sur u est une somme d'intégrales de produit d'une exponentielle et d'une fonction trigonométrique dont le calcul est élémentaire mais laborieux. L'intégrale sur z ne pose pas de problème particulier mais est aussi très longue. L'organigramme montrant les étapes principales du calcul est présenté à la figure 2.11.

F.2. Mise au point du programme informatique

Pour la résolution numérique de l'équation de Riccati, il faut introduire le pas $z_k - z_{k+1}$ et la profondeur z_1 à partir de laquelle on considère que les caractéristiques du milieu sont constantes. La solution cherchée est une fonction qui fluctue rapidement. Pour que la méthode d'intégration converge, le pas devra être petit mais comme le temps de calcul est proportionnel au nombre d'intégrales élémentaires sur $z_k - z_{k+1}$, il faut trouver un compromis entre la précision et le temps de calcul.

Canaux SMMR	Den=0.45 Dia=0.5mm l=0.17mm	Den=0.3 Dia=0.5mm l=0.22mm	Den=0.45 Dia=1mm l=0.34mm	Den=0.3 Dia=1mm l=0.45mm	Den=0.45 Dia=2mm l=0.68mm	Den=0.3 Dia=2mm l=0.9mm
45mm	2000 350	2000 210	2000 90	1300 50	400 22	200 12
28mm	1000 136	1000 80	450 35	250 20	60 10	40 5
17mm	400 50	230 30	40 13	30 7	15 3	10 2
14mm	200 35	120 20	30 8	10 5	5 2	3 1.2
8mm	25 11	15 6.6	5 3	3 1.6	2.5 0.7	2 0.4

Tableau 2.2 Récapitulatif des épaisseurs d'intégration z_k - z_{k+1} pour six cas de neige différents et les cinq fréquences SMMR : en gris encadrement épaisseur maximale (en mm) pour laquelle le résultat du modèle stratifié a atteint sa valeur asymptotique à 1% près et en gras valeur calculée de cette épaisseur optimale (relation 112) ; Den pour la densité, Dia pour le diamètre moyen et l pour la longueur de corrélation.

- Détermination des paramètres du calcul numérique : profondeur z_1 et épaisseur z_k

z_{k+1}

Pour z_1 , on choisira la profondeur de pénétration du signal c'est à dire la profondeur telle que les strates comprises entre la surface et z_1 contribuent à 64% de l'émission totale.

Pour déterminer le pas optimum, c'est à dire celui qui fournit une précision suffisante sans trop pénaliser le temps de calcul, on a réalisé une série de tests. On intègre numériquement le modèle dans le cas d'un milieu non stratifié et on compare avec la solution analytique. Cette procédure nous a permis également de valider le modèle.

Les tests ont été réalisés pour les cinq fréquences étudiées. La température de la neige est fixée à 250 K. On a retenu deux densités 0.3 et 0.45 et trois tailles de grains, 0.5 mm, 1 mm et 2 mm. Les pas d'intégration varient entre 2 m et 0.1 mm. Dans chacun des cas le résultat tend vers une valeur asymptotique. Les valeurs de l'émissivité obtenues par ces calculs sont identiques à 1% aux résultats du modèle analytique. Cette précision correspond à une erreur absolue de 0.001 sur l'émissivité. Les pas d'intégration sont récapitulés dans le tableau 2.2. D'après cette étude, on remarque que le pas optimum est inversement proportionnel au carré de la longueur de corrélation l et directement proportionnel au carré de la longueur d'onde λ dans le vide. Pour calculer cette épaisseur optimale, nous avons adopté :

$$\text{Pas-optimum} = \frac{\lambda^2}{2 \cdot 10^5 l^2} \quad (\text{en m}) \quad (112)$$

Les valeurs des épaisseurs optimales ainsi calculées correspondent aux valeurs en gras dans le tableau 2.2. On constate que l'épaisseur donnée par la formule précédente semble optimisée pour les fréquences élevées, mais pas pour les basses fréquences. Ceci ne constitue pas vraiment un problème, car l'épaisseur des strates de neige sur le plateau Antarctique est plus communément de l'ordre de la dizaine de centimètres que de l'ordre du mètre.

Les longueurs de corrélation décrivant les six types de neige présentées dans le tableau 2.2 sont inférieures à 1 mm. Selon l'hypothèse 3, l'épaisseur de couche minimale (qui ne correspond pas à l'épaisseur d'intégration, voir fig.2.10) sera de $10l$ soit 1 cm.

Dans une seconde étape, pour réduire encore le temps de calcul, nous pouvons tolérer une erreur plus importante sur les couches profondes que sur les couches superficielles car la puissance du signal décroît exponentiellement avec la profondeur. Ce qui nous conduit à adopter un pas variable pour la résolution de l'équation de Riccati :

$$\text{Pas-optimum} = \frac{\lambda^2}{2 \cdot 10^5 l^2} \exp(-\alpha_c z) \quad (\text{en } m) \quad (113)$$

avec α_c coefficient d'atténuation à la profondeur z .

Les résultats obtenus à partir du calcul de cette nouvelle expression pour l'épaisseur d'intégration sont à 1% la valeur asymptotique.

Cette modification a permis de réduire de moitié le nombre de couches à intégrer dans le calcul. Par exemple, pour une densité de 0.3, une taille de grains de 0.5 mm, la profondeur de pénétration à 6.6 GHz est de 171 m (le chiffre est énorme mais il s'agit là du cas fictif d'un milieu uniforme) et le nombre de couches est passé de 737 à 415.

- Temps de calcul

En plus du nombre de couches, il faut respecter les principes de bases d'une programmation optimisée :

- 1) extraire systématiquement les invariants des boucles,
- 2) décomposer les calculs le plus possible en favorisant l'addition,
- 3) écrire les variables sous forme vectorielle (les placer dans des tableaux).

Le programme a été exécuté sur un HP 730. Les performances de cette machine sont de 76.7 MIPS sur les entiers, les performances SPECmarks de 76.8 et les performances en virgule flottante 23.7 MFLOPS. Tout le calcul s'effectue en double précision.

Grâce aux optimisations, pour l'ensemble des cinq fréquences et une intégration sur 58 couches, le calcul des émissivités est passé de 2 minutes 9 secondes à 14 secondes. Nous verrons par la suite que pour obtenir d'un résultat on doit exécuter plusieurs réalisations (quelques centaines), il est donc important que le temps calcul pour une réalisation soit très court.

CHAPITRE 3

LES RESULTATS DU MODELE

LES RESULTATS DU MODELE

L'émissivité est directement issue du modèle. Dans ce chapitre les signatures spectrales ne seront pas présentées en température de brillance mais en émissivité. Une hypothèse de base étant de considérer la température T du milieu uniforme, il est aisé de calculer la température de brillance à partir de l'émissivité : $TB = e T$. Dans la réalité la température de la neige n'est pas uniforme, le problème est alors de définir une température équivalente au milieu considéré.

Dans un premier temps nous étudierons la sensibilité du modèle à plusieurs caractéristiques de la neige (taille de grains, densité, température, constantes diélectriques) en supposant celles-ci constantes suivant la profondeur. Dans ce cas nous utilisons la solution analytique du modèle.

Ensuite la solution numérique sera utilisée pour introduire une stratification du manteau neigeux.

Fréquence	Diamètre: 0.5 mm		Diamètre: 2 mm	
	Densité: 0.45	Densité: 0.3	Densité: 0.45	Densité: 0.3
6.6 GHz	204 m	242 m	12.5 m	8.7 m
10.7 GHz	50.6 m	50.2 m	2 m	1.5 m
18 GHz	9.5 m	8 m	0.3 m	0.25 m
21 GHz	5.7 m	4.6 m	0.2 m	0.16 m
37 GHz	0.8 m	0.6 m	0.04 m	0.03 m

Tableau 3.1 Profondeurs de pénétration calculées pour des milieux uniformes pour les cinq fréquences SMMR.

A. RESULTATS DU MODELE D'EMISSIVITE : MILIEU UNIFORME

Dans cette étude douze cas sont étudiés ; ils correspondent de façon générale aux différents types de neige que l'on peut rencontrer en Antarctique. Ces douze cas sont caractérisés par des neiges de taille de grains moyenne de 0.5, 1 et 2 mm, pour deux densités de 0.3 et 0.45 et aux températures de 220 et 250K.

A.1. ETUDE DE SENSIBILITE

Nous étudions dans cette partie la sensibilité de l'émissivité aux caractéristiques du manteau neigeux - température, taille de grains et densité - mais également aux caractéristiques diélectriques de la glace.

Pour comprendre les signatures spectrales, il faut faire appel à deux éléments : les caractéristiques diélectriques de la neige et les profondeurs de pénétration. La profondeur de pénétration détermine l'épaisseur du manteau neigeux qui sera "vu" par l'onde. Les caractéristiques de la neige définissent la quantité d'énergie qui sera absorbée ou diffusée. Un matériau émet ce qu'il absorbe et, s'il y a diffusion, l'émissivité diminue.

La profondeur de pénétration dépend essentiellement de la fréquence et de la taille de grains. Quelques exemples de profondeurs de pénétration sont présentés dans le tableau 3.1. Ces valeurs ont été calculées dans le cas d'un milieu uniforme. Il ne s'agit pas, par conséquent, de valeurs réalistes. Elles sont cependant utiles pour l'interprétation.

A.1.1. Influence des paramètres descriptifs du manteau neigeux

- Influence de la température

Il est important de rappeler qu'étant donné les valeurs adoptées pour les caractéristiques diélectriques de la glace et suivant les conclusions du chapitre 1 deuxième partie, l'interprétation des effets de la température n'est valable que pour des températures inférieures à 260 K. Cette limite n'est pas gênante pour l'étude du manteau neigeux sur le plateau Antarctique.

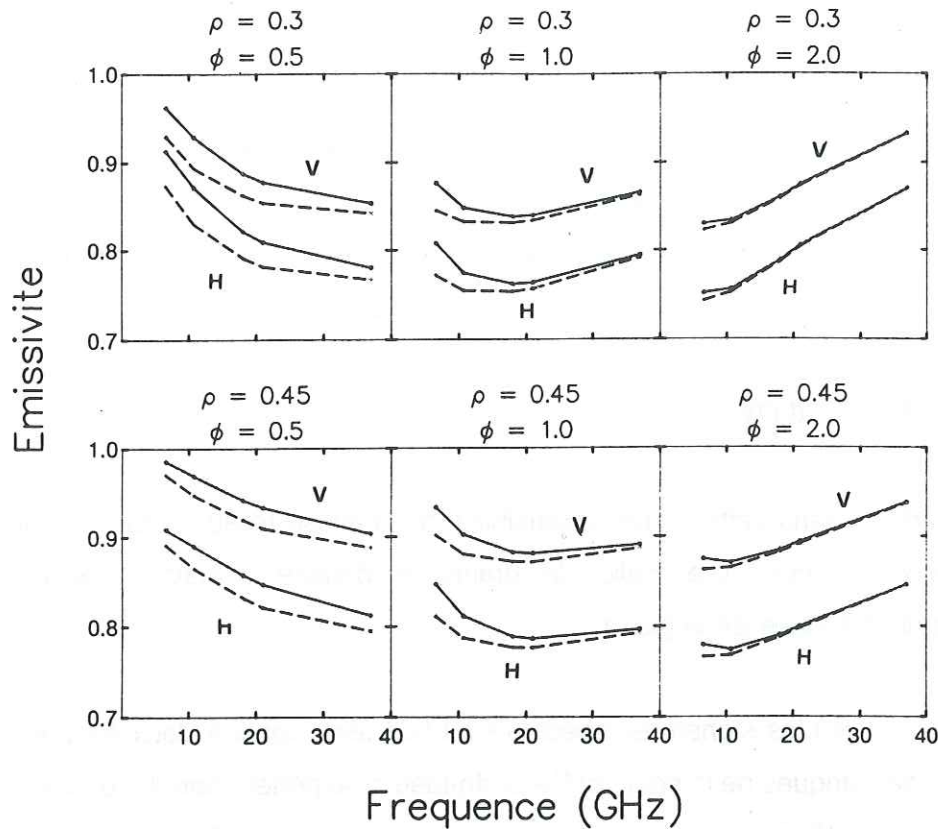


Fig.3.1 : Représentation des signatures spectrales en émissivité, pour deux températures (250 K : trait plein ; 220 K : tirets), pour trois tailles de grains (0.5, 1 et 2 mm) et pour deux densités (0.3 et 0.45).

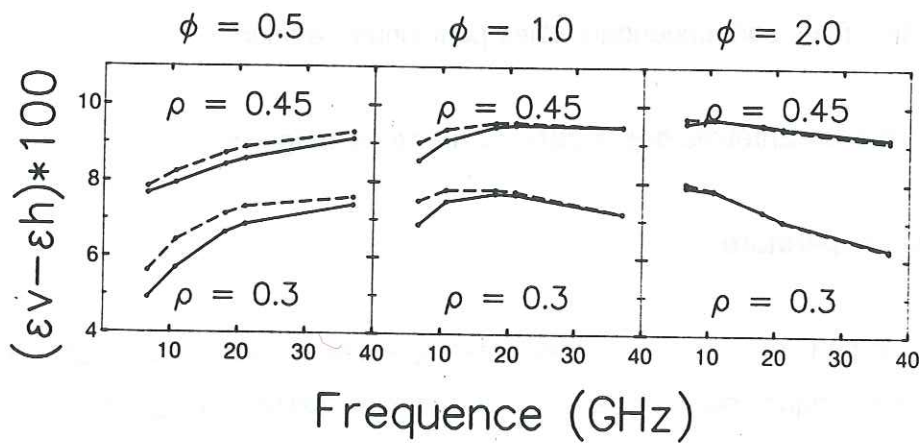


Fig.3.2 : Représentation des différences de polarisation en émissivité, pour deux températures (250 K : trait plein ; 220 K : tirets), pour trois tailles de grains (0.5, 1 et 2 mm) et pour deux densités (0.3 et 0.45).

Les figures 3.1 et 3.2 représentent respectivement l'émissivité et la différence entre les émissivités (verticale et horizontale) en fonction de la fréquence pour les six cas de neige, définis dans l'introduction et à deux températures.

L'émissivité croît lorsque la température croît (fig 3.1). La partie imaginaire de la constante diélectrique de la neige K_{neige} est responsable des pertes diélectriques. Lorsque la température croît, K_{neige} croît et de ce fait l'émissivité augmente (cf. chap1 deuxième partie fig.1.11b). K_{neige} croît d'ailleurs moins vite lorsque la fréquence augmente ce qui explique que la différence entre les émissivités pour une même polarisation aux deux températures décroît en fonction de la fréquence, exception faite du cas de neige de densité 0.45 et de taille de grains 0.5 mm. L'écart maximum constaté entre les émissivités est de 4%, soit $\Delta e \approx 0.035$. Comme pour K_{neige} (fig. 1.11b), l'influence de la température sur l'émissivité est plus importante pour les neiges à petits grains que pour les neiges à gros grains où elle est quasiment nulle.

Les remarques faites pour la figure 3.1 sont identiques pour la figure 3.2, c'est à dire que la différence de comportement pour les deux températures décroît lorsque la fréquence croît, excepté dans le cas de la neige de densité 0.45 et de taille de grains 0.5 mm, pour lequel la différence suivant la fréquence reste constante. Globalement lorsque la température diminue, la différence ($e_v - e_h$) augmente ou reste stable.

En général, l'influence de la température est négligeable devant l'influence de la densité et de la taille de grains.

- Influence de la taille des grains de neige

Dans la figure 3.1, la forme de la signature spectrale change avec la taille des grains de neige. La taille des grains a donc un effet important sur le gradient en fréquence de l'émissivité. L'émissivité décroît avec la fréquence pour des petits grains et croît pour des gros grains. Le comportement pour les grains de 1 mm est intermédiaire, la signature spectrale est en forme de U.

Aux fréquences 6.6 et 10.7 GHz, la différence ($e_v - e_h$) (fig 3.2) croît en même temps que la taille des grains, elle reste presque constante aux fréquences 18 et 21 GHz et décroît à la fréquence 37 GHz. L'effet de la taille des grains est plus important pour les faibles densités

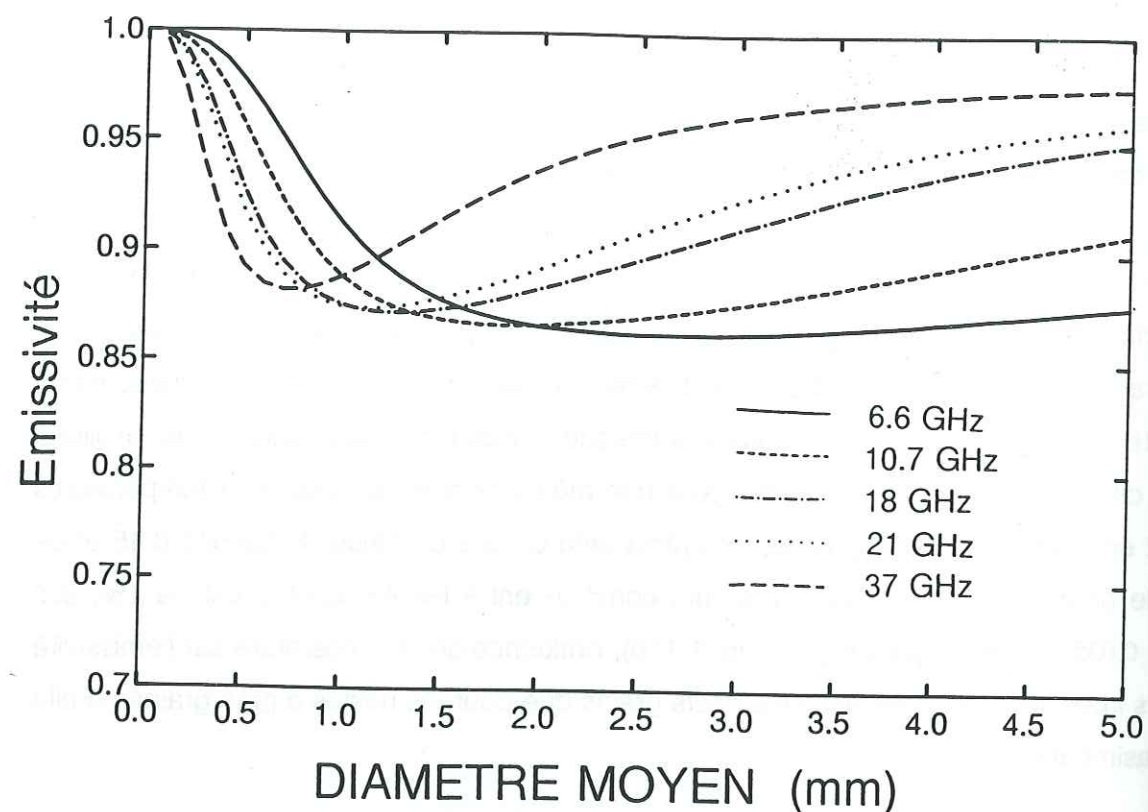


Fig.3.3 : Emissivité en polarisation verticale pour les fréquences SMMR en fonction du diamètre moyen des grains de neige et à la température de 230K et la densité de 0.45.

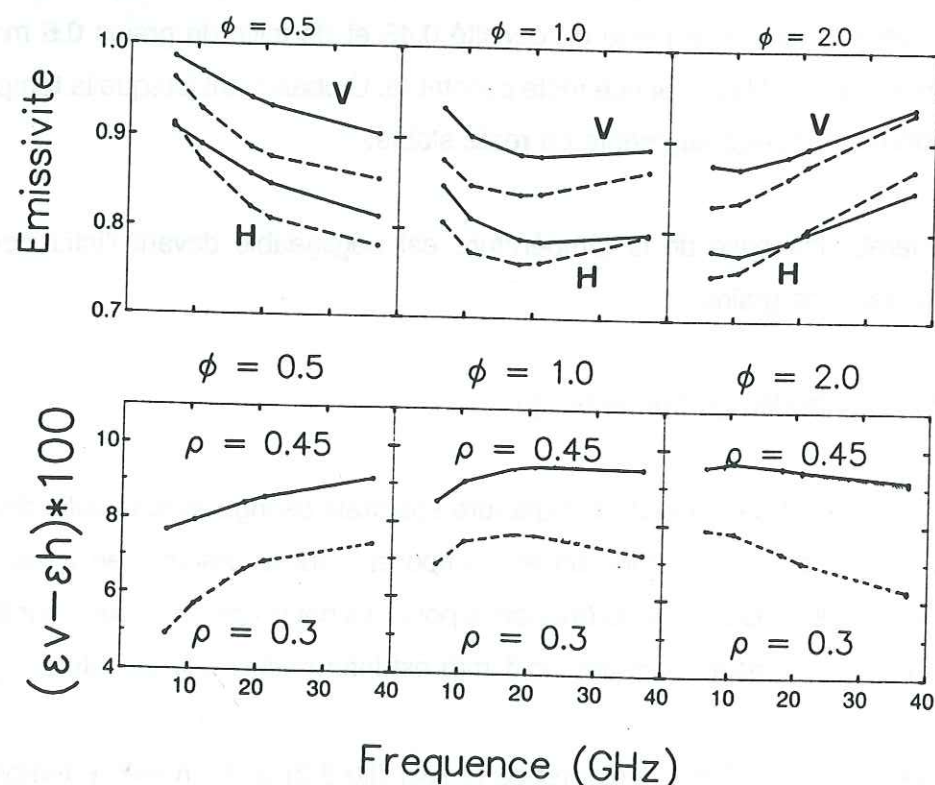


Fig.3.4 : Représentation des signatures spectrales en émissivité et des différences de polarisation, pour trois tailles de grains (0.5, 1 et 2 mm) et pour deux densités (0.3 : tirets ; 0.45 : trait plein) à la température de 250K.

(0.3) que pour les fortes densités (0.45).

Pour une taille de grains de 0.5 mm, les effets de diffusion sont bien plus élevées pour la fréquence de 37 GHz que pour la fréquence de 6.6 GHz (cf. chap1 deuxième partie fig.1.11a), par conséquent, l'émissivité à 6.6GHz est plus élevée que l'émissivité à 37 GHz.

Pour une taille de grains de 2 mm, au contraire, l'émissivité à 6.6 GHz est plus faible qu'à 37 GHz. Pour cette taille de grains, on ne peut plus tenir le raisonnement précédent sans considérer la profondeur de pénétration. A 37 GHz, l'onde ne pénètre quasiment pas, les effets de diffusions dans le volume ne sont donc pas perceptibles ce qui n'est pas le cas à 6.6 GHz.

La figure 3.3 est une représentation de l'émissivité en polarisation verticale en fonction du diamètre moyen des grains de neige pour la densité de 0.45 et la température de 230K. A partir du diamètre moyen 2 mm, l'émissivité à la fréquence de 6.6 GHz ne dépend plus de la taille des grains. L'émissivité à 37 GHz a un comportement différent, elle décroît très rapidement de 0.1 à 0.5 mm, taille à partir de laquelle elle croît pour atteindre entre 3.5 et 4 mm une valeur asymptotique. Le comportement de l'émissivité à 10.7 GHz est assez proche de celui pour 6.6 GHz ; les émissivités à 18 et 21 GHz se comportent plutôt comme le 37 GHz.

Cette observation permet de voir quelles seront, selon chaque fréquence, les possibilités avenir de restituer des tailles de grains. On a donc une indication sur les possibilités futures.

- Influence de la densité

La densité modifie l'intensité du signal (fig.3.4), plus particulièrement en polarisation verticale. La densité agit donc sur l'intensité des gradients en fréquence mais pas dans des proportions aussi importantes que la taille des grains puisqu'elle ne modifie pas la forme globale de la signature spectrale.

Figure 3.4, plus la densité est élevée plus la différence entre les émissivités est grande car la densité agit de façon plus significative sur la polarisation verticale que sur la polarisation horizontale. En effet, l'onde en polarisation verticale pénètre plus profondément dans le manteau neigeux que l'onde en polarisation horizontale.

Lorsque l'on considère une neige de taille de grains de 0.5 mm, l'émissivité en

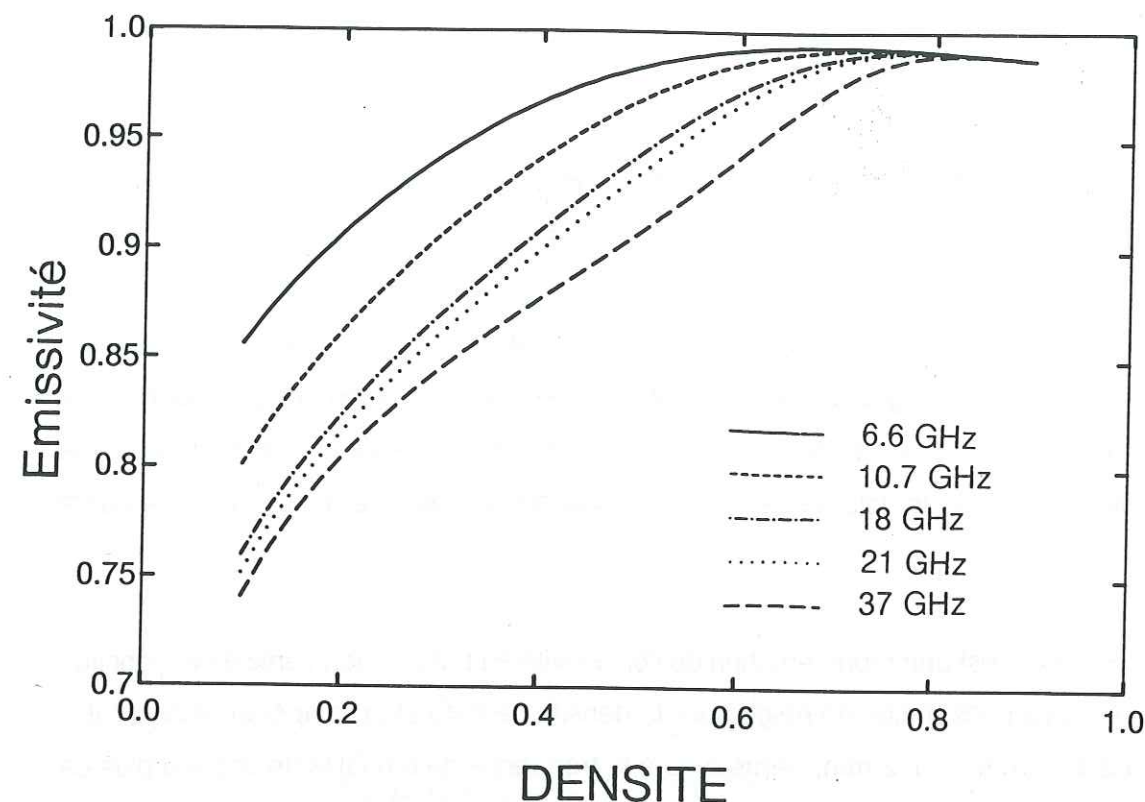


Fig.3.5 : Emissivité en polarisation verticale pour les fréquences SMMR en fonction de la densité à la température de 230K et la taille de grain 0.5mm.

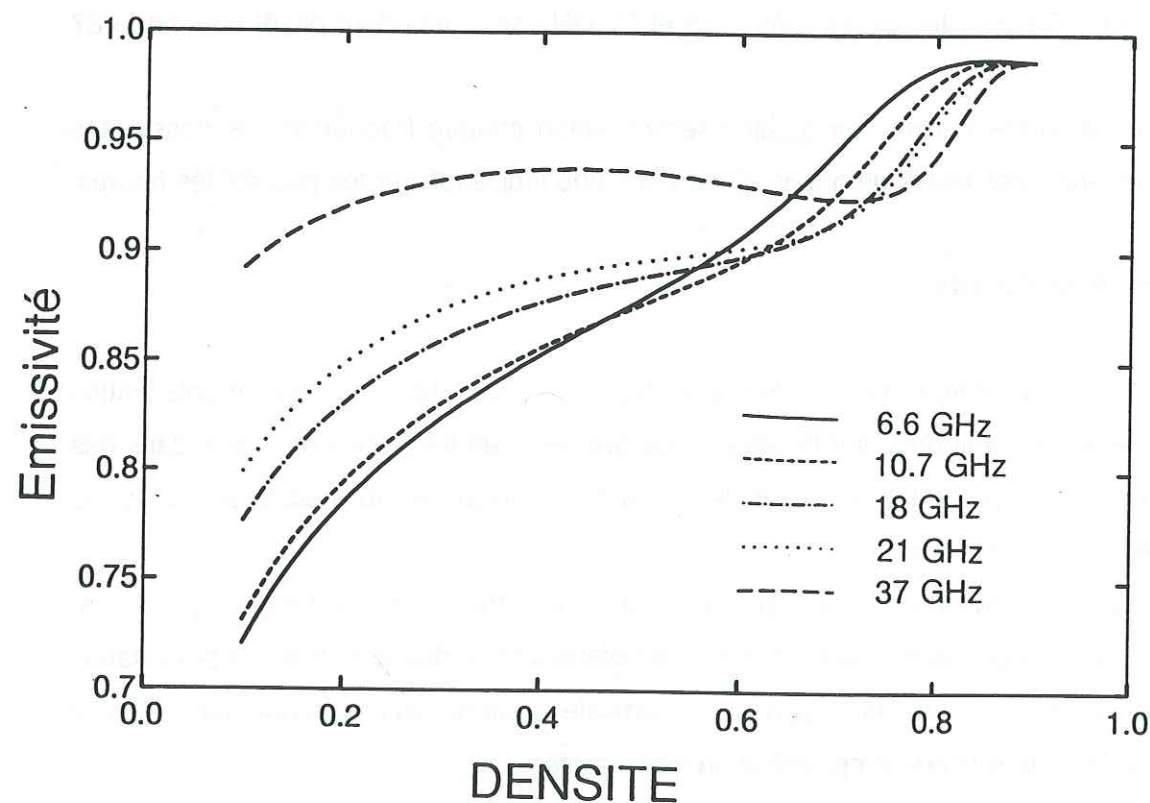


Fig.3.6 : Emissivité en polarisation verticale pour les fréquences SMMR en fonction de la densité à la température de 230K et la taille de grain 2mm.

polarisation verticale croît de façon régulière quand la densité augmente (fig.3.5) et quand la fréquence décroît. Les pertes du diélectrique par diffusion augmentent avec la fréquence et diminuent avec la densité (cf. chap1 deuxième partie fig.1.12b), l'émissivité à 37 GHz comme à 6.6 GHz augmente donc avec la densité. De plus l'émissivité à 37 GHz est toujours plus faible que celle à 6.6 GHz.

Si la taille des grains de neige est de 2 mm (fig.3.6), l'émissivité croît également en fonction de la densité sauf à 37 GHz. Par contre la différence d'émissivité à deux fréquences varie beaucoup selon la densité. Notons tout d'abord que pour la taille de grain de 2 mm, le signal pénètre peu profondément tant pour le 6.6 GHz que le 37 GHz. Découpons la figure 3.6 en trois parties. Jusqu'à la densité de 0.5, les pertes par diffusions sont importantes mais voient leur rôle diminuer avec la fréquence par le lien de la profondeur de pénétration. A partir de la densité de 0.7, les effets de diffusions ont quasiment disparu et laisse ainsi place aux effets par absorption ; l'émissivité à 6.6 GHz est maintenant plus élevée que celle à 37 GHz. Sur cette figure, on peut observer le rapport de la contribution de la profondeur de pénétration sur l'énergie absorbée par une épaisseur élémentaire. Pour comprendre, il faut se référer à la figure 1.12c du chapitre 1 deuxième partie. Pour une taille de grains de 2 mm, le signal pénètre peu profondément tant pour le 6.6 GHz que pour le 37 GHz. La phase intermédiaire se situe entre les densités 0.5 et 0.7.

A.1.2. Etudes de sensibilités aux caractéristiques diélectriques de la glace

Les caractéristiques diélectriques de la glace sont des données d'entrée importante du modèle. Elles proviennent de mesures expérimentales qui présentent certaines marges d'incertitude et peuvent varier suivant les auteurs.

Les caractéristiques de la glace utilisées dans le modèle sont basées sur les résultats de Mätzler et Wegmüller, qui, comme tout résultat issu d'une expérimentation, présentent une marge d'incertitude.

a. Sensibilité de l'émissivité à une variation de la partie réelle de K_{glace}

Comme nous l'avons signalé lors de l'étude des caractéristiques de la glace (chapitre 1 de la deuxième partie), la partie réelle de K_{glace} est bien connue. L'erreur sur cette valeur est faible. On l'évalue à seulement $\pm 2\%$.

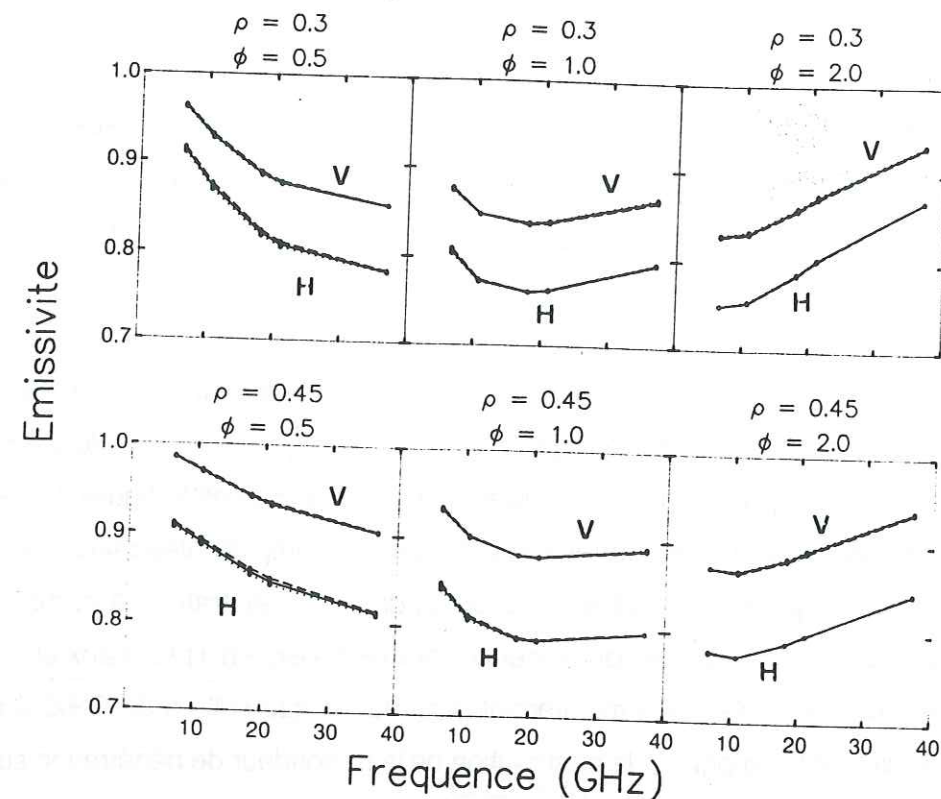


Fig.3.7 : Influence d'une variation de 2 % de K_{glace}' : représentation des signatures spectrales en émissivité, pour trois tailles de grains (0.5, 1 et 2 mm), deux densités (0.3 et 0.45) et à la température de 250 K ; en pointillés +2 % et en tirets -2 %.

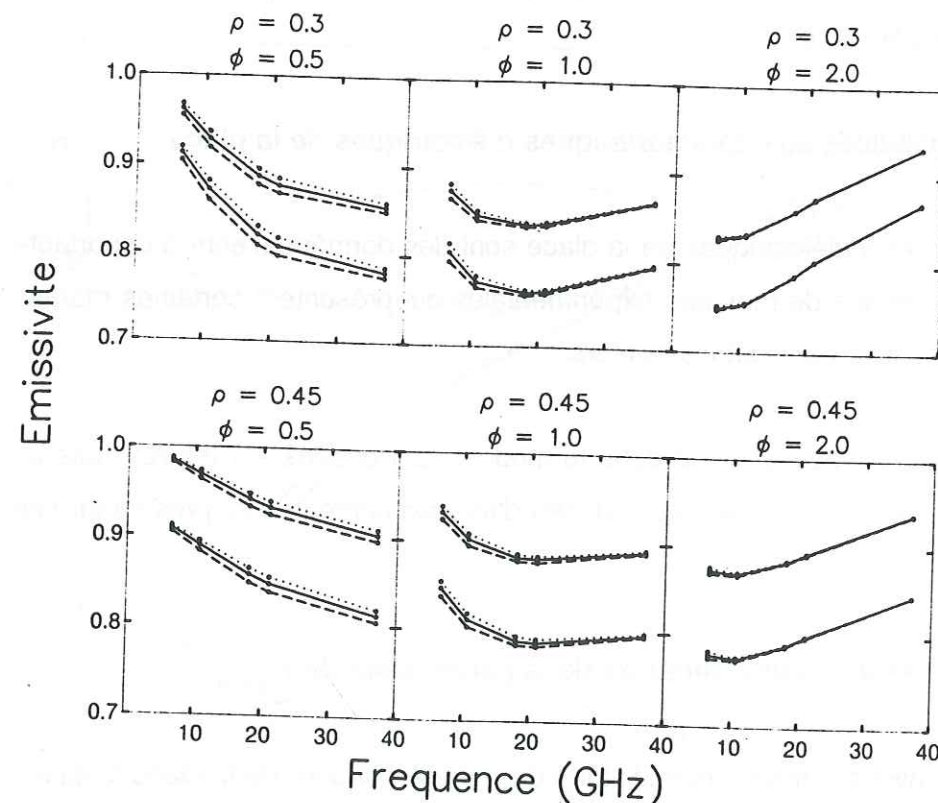


Fig.3.8 : Influence d'une variation de 20 % de K_{glace}'' : représentation des signatures spectrales en émissivité, pour trois tailles de grains (0.5, 1 et 2 mm), deux densités (0.3 et 0.45) et à la température de 250K ; en pointillés +20 % et en tirets -20 %.

La figure 3.7 représente les signatures spectrales pour l'émissivité dans les six cas de neige évoqués ci-dessus à la température de 250°K. Une légère dispersion s'observe pour le cas de la neige de densité 0.45 et de taille de grains 0.5 mm en polarisation horizontale. Cette dispersion est de l'ordre de $\pm 0.4\%$. Elle se traduit par un écart d'environ $\pm 1\text{ K}$, sur la température de brillance. Ces variations restent cependant négligeables.

En conclusion, si l'on tient compte de la faible marge d'incertitude sur les mesures de la partie réelle de la constante diélectrique de la glace, l'impact sur l'émissivité est quasiment nul.

b. Sensibilité de l'émissivité à une variation de la partie imaginaire de K_{glace}

Les incertitudes de mesure estimées par Mätzler et Wegmüller (1987) sont de 5% pour la fréquence 6 GHz, de 20% pour 10.4 GHz, de 12% pour 21 GHz et de 7% pour 35GHz. Les fréquences auxquelles ont été faites les mesures diffèrent légèrement de celles du SMMR. Dans le modèle, j'ai utilisé des valeurs interpolées. Néanmoins comme les écarts sont faibles, nous supposons que les erreurs sont du même ordre de grandeur.

La figure 3.8 montre les signatures spectrales obtenues pour une variation de $\pm 20\%$ de la partie imaginaire de K_{glace} pour toutes les fréquences dans les six cas de neige à la température de 250K. Sont donc surestimées les incertitudes pour les fréquences 6.6, 18, 21 et 37 GHz. On observe quasiment aucune modification pour la taille de grains de 2 mm. Pour les tailles de grains de 0.5 et 1 mm, l'erreur est au maximum de $\pm 1.3\%$, ce qui correspond à $\pm 3\text{ K}$ sur la température de brillance. On remarque également que si K_{glace}'' diminue l'émissivité diminue et inversement. Ce résultat observation était attendue puisque la partie imaginaire est en majeure partie responsable des pertes du diélectrique : si le milieu présente moins de pertes alors il absorbe moins et donc émet moins. Le comportement global des signatures, leur forme (le signe des gradients) et la différence entre les deux polarisations, ne se trouvent donc pas notablement modifiés.

A.1.3. Conclusions sur l'étude en sensibilité

L'étude en sensibilité aux caractéristiques diélectriques du milieu met clairement en évidence que le comportement global de l'émissivité est peu modifié par des variations des

caractéristiques diélectriques de la glace autour des valeurs admises actuellement. Néanmoins la partie imaginaire de ces caractéristiques diélectriques agit sur l'intensité du signal.

La taille des grains de neige agit principalement sur la forme de la signature spectrale, c'est à dire sur le signe et l'intensité des gradients en fréquence (son action sur la différence d'émissivité à 6.6 et à 10.7 GHz n'est pas non plus négligeable). La densité agit principalement sur la différence entre les deux polarisations. Par contre, l'influence de la température du milieu sur l'émissivité est négligeable, ce n'est cependant pas le cas pour la température de brillance.

A.2. COMPARAISON AVEC LES RESULTATS DE L'ETUDE EMPIRIQUE

A.2.1. Influence de la densité sur la différence de polarisation

L'étude globale du comportement du rapport de polarisation en fonction de la taille de grains a montré que plus la densité est faible, plus la différence de polarisation est grande. Or d'après le modèle d'émissivité, la densité a un effet opposé sur la différence de polarisation. La température, on l'a vu ci-dessus n'a pas d'influence sur la différence de polarisation. La taille des grains agit sur cette différence mais son effet est faible à comparer avec les valeurs observées. De ce fait, cette large différence est expliquée par l'effet de la stratification. La composante en polarisation horizontale de l'émissivité est davantage affectée par la stratification que la composante en polarisation verticale (cf. première partie chap 2 B.3.1).

A.2.2. L'effet de la taille des grains sur le gradient en fréquence

D'après l'étude empirique, le gradient entre les fréquences 18 et 6.6 GHz est étroitement lié à la taille des grains. Ce gradient, sur le plateau Antarctique, est toujours négatif. Il décroît lorsque la taille des grains augmente.

Dans le modèle aussi, le gradient en fréquence de l'émissivité est essentiellement affecté par la taille des grains de neige. Cependant son signe change de façon très nette entre les tailles des grains 0.5 et 2 mm, et il est négatif seulement pour les tailles de grains 0.5 et 1 mm seulement. L'intensité de ce gradient pour une taille de grains de 0.5 mm et de température

de 250K est $\Delta e = -0.08$, soit 20K au maximum. Cette valeur ne correspond pas aux valeurs importantes - 50K - trouvées à partir des données SMMR pour ce gradient.

De plus le signe du gradient (18-6.6) pour la taille de grains de 2 mm est positif, ce qui ne correspond pas au résultat trouvé en Antarctique. Il faut rappeler à cet effet que l'analyse empirique a été faite pour des valeurs moyennes de tailles de grains sur 0 - 2m. Par conséquent l'effet d'un éventuel gradient en profondeur de la taille de grains n'est pas pris en compte.

De plus, lors de la définition du gradient en fréquence, il a été remarqué que le rapport de gradient en fréquence fait intervenir des températures à des profondeurs différentes car la profondeur de pénétration du signal est fonction de la fréquence. Par conséquent l'existence de forts gradients de température peut modifier les gradients de température de brillance en fonction de la fréquence mais pas jusqu'à en changer le signe puisque la signature spectrale ne varie pas de façon notable tout au long d'une année (Fily et Benoist, 1991).

En conclusion, le modèle en milieu uniforme montre bien qu'il existe un lien étroit entre la taille des grains de neige et le gradient en fréquence de l'émissivité. Cependant ce modèle n'est pas suffisant pour expliquer les fortes intensités trouvées en Antarctique et le signe toujours négatif de ce gradient.

A.2.3. Conclusions

L'étude avec le modèle analytique montre que l'influence de la température et celle d'une modification des caractéristiques diélectriques de la glace sont négligeables. La taille de grains agit principalement sur la forme de la signature spectrale mais aussi sur la différence de polarisation surtout aux faibles densités. La densité agit essentiellement sur la différence entre les deux polarisations.

Les comparaisons entre les résultats du modèle analytique et ceux de l'analyse empirique indiquent que ce modèle analytique est insuffisant. L'analyse empirique a montré l'influence de la stratification. C'est pourquoi il importe de développer le modèle en introduisant un milieu stratifié, ce qui implique d'utiliser la solution numérique.

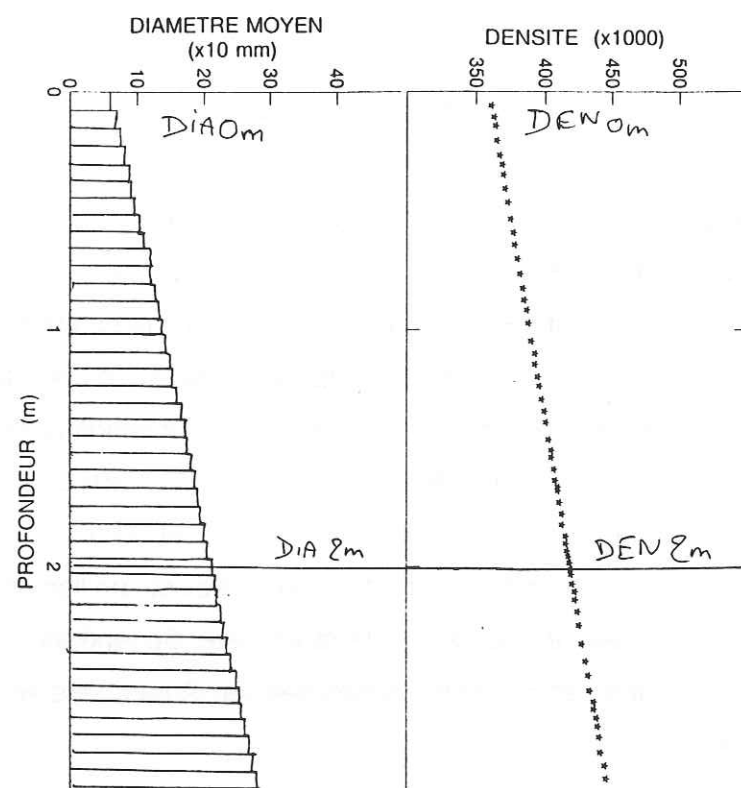


Fig.3.9 : Exemple d'un profil stratigraphique rectiligne en taille de grains et en densité.

B. RESULTATS DU MODELE D'EMISSIVITE : MILIEU STRATIFIE

La solution numérique du modèle d'émissivité permet d'introduire un milieu isotherme, stratifié et isotrope à l'intérieur de chaque strate (chapitre 2 deuxième partie). On pourra donc introduire des profils de densité et de taille de grains mais aussi divers types de couches de neiges (ex : compactée par le vent) ou croûtes de glace. Le modèle au travers de ce manteau neigeux stratifié inclue les réflexions au niveau des interfaces de neige (strates).

B.1. ETUDE DE SENSIBILITE : SCHEMAS SIMPLIFIES DE STRATIGRAPHIES

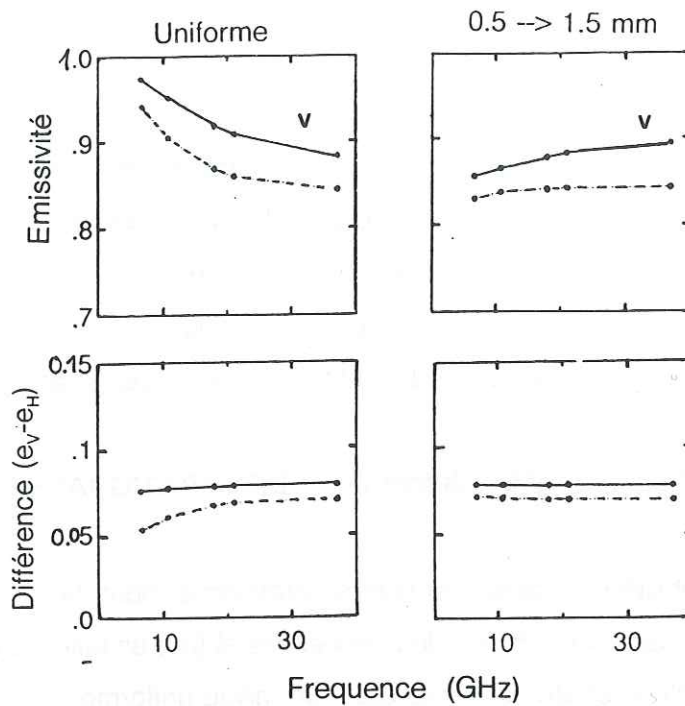
Pour étudier la sensibilité du modèle au divers paramètres, nous allons utilisés des stratigraphies simplifiées : linéaires en fonction de z en densité et (ou) en taille de grains. Puis nous étudierons l'influence d'une strate différente dans un milieu uniforme.

B.1.1. Etude des profils en densité et en taille de grains linéaires

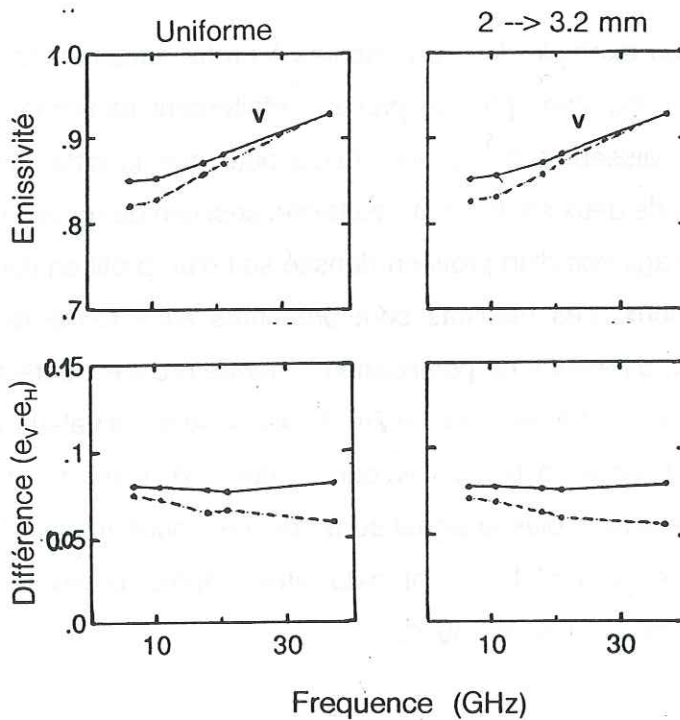
La figure 3.9 donne un exemple de stratigraphies à profils linéaires. Etant donné le fonctionnement du modèle, il ne s'agit pas de profils parfaitement rectilignes mais de la superposition de strates d'épaisseur suffisamment faible pour que la différence entre les caractéristiques diélectriques de deux strates soit très faible, ceci afin de ne pas introduire de réflexions aux interfaces. Il s'agit soit d'un profil en densité soit d'un profil en taille de grains soit une combinaison des deux. Les résultats sont présentés sous forme de signatures spectrales en émissivité et en différence de polarisation. Chaque profil est caractérisé par la valeur initiale d'un paramètre en $z=0$ et sa valeur à 2m de profondeur. La valeur de la densité en profondeur est cependant limitée à 0.7. La valeur en taille de grains n'est pas limitée puisque plus le diamètre sera grand, plus le signal sera atténué, l'onde n'atteindra pas alors des tailles de grains supérieures à 6 mm. L'ensemble des stratigraphies proposées dans cette partie est réalisée à la température fixe de 230 K.

a. Profil en taille de grains

Deux paramètres définissent chaque profil : la valeur initiale et la vitesse de croissance des cristaux de glace. Pour des raisons de clarté, seule l'émissivité en polarisation verticale est représentée sur chacune des figures. Les différences entre les deux polarisations ($e_v - e_h$)



(a) pour un milieu uniforme de taille de grains de 0.5 mm et pour un milieu avec un profil en taille de grains de 0.5 à 1.5 mm.



(b) pour un milieu uniforme de taille de grains de 2 mm et pour un milieu avec un profil en taille de grains de 2 à 3.2 mm.

Fig.3.10 : Emissivité en polarisation verticale et différences d'émissivité pour deux densités 0.3 (tirets) et 0.45 (trait plein) :

sont notées sur des figures différentes.

La figure 3.10a indique le comportement de l'émissivité en polarisation verticale et celui de la différence de polarisation pour un profil de taille de grains important : 0.5 mm en surface à 1.5 mm à 2 m pour deux densités 0.3 et 0.45. La signature spectrale en milieu uniforme (taille de grains 0.5 mm) est donnée afin d'évaluer par comparaison l'effet du profil. L'introduction du profil en taille de grains a modifié la forme de la signature spectrale, jusqu'à en inverser tous les gradients autant pour le milieu de densité 0.3 que 0.45. Ce résultat était attendu. Le 6.6 GHz qui pénètre profondément intègre le milieu sur une épaisseur telle que l'onde "voit" globalement un milieu à gros grains (cf. résultats du milieu uniforme). Plus la fréquence augmente moins l'onde pénètre et le 37 GHz se comporte comme s'il n'avait "vu" que des petits grains.

La différence de polarisation est constante quelque soit la fréquence, mais reste sensible à la densité du milieu.

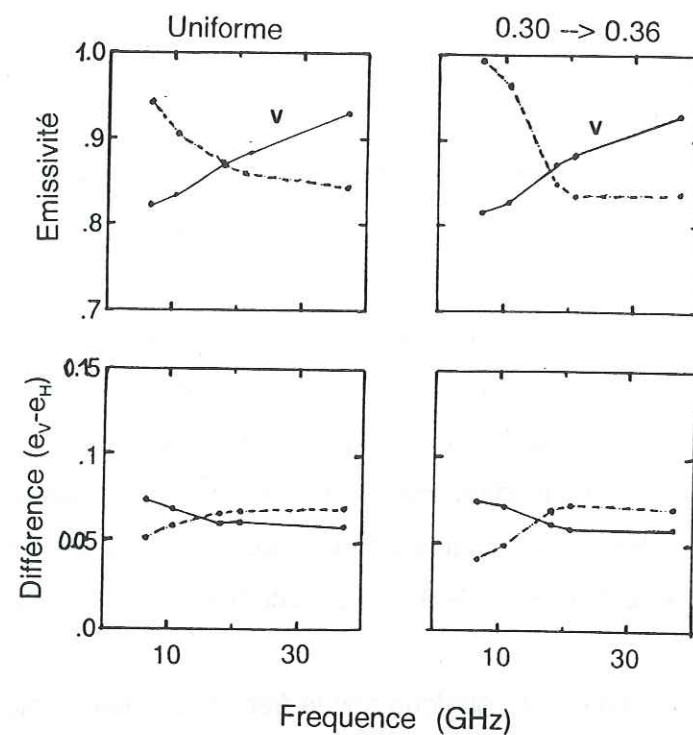
La figure 3.10b est établie sur le même schéma que précédemment. La taille de grains initiale est de 2 mm et la vitesse de croissance en profondeur des grains de neige est importante. Le comportement de l'émissivité n'a cependant pas changé si l'on compare la courbe pour le milieu uniforme et celle avec un profil. Ce résultat était également attendu. Pour chaque fréquence, la profondeur de pénétration diminue quand la taille des grains augmente. Pour une taille de grains de 2 mm, le 37 GHz pénètre peu profondément (quelques centimètres), il "voit" par conséquent uniquement la neige en surface. Le 6.6 GHz pénètre plus profondément (3 à 4 m, tableau 3.1), mais comme nous l'avons vu précédemment l'émissivité est constante à partir d'une taille de grains de 2 mm (A.1.1 fig.3.3).

Pour les mêmes raisons que précédemment, la différence de polarisation n'a pas changé non plus.

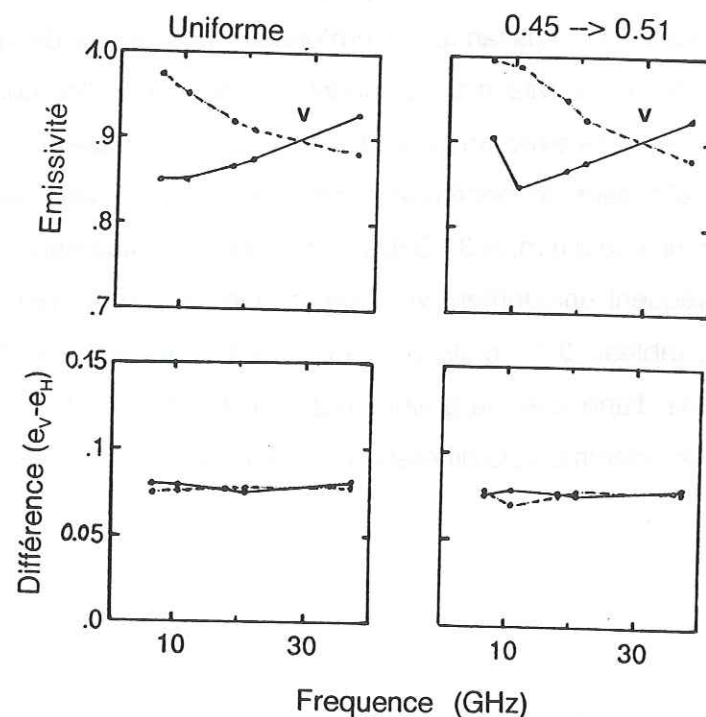
b. Profil de densité

Le schéma pour les profils en densité est identique à celui en taille de grains avec cette fois ci le comportement pour deux tailles de grains 0.5 et 2 mm.

Pour une neige de densité 0.3 et pour une neige de densité variable de 0.3 à 0.36, l'émissivité et la différence de polarisation sont présentées figure 3.11a.



(a) pour un milieu uniforme de densité 0.3 et pour un milieu avec un profil en densité de 0.3 à 0.36.



(b) pour un milieu uniforme de densité 0.3 et pour un milieu avec un profil en densité de 0.45 à 0.51.

Fig.3.11 : Emissivité en polarisation verticale et différences d'émissivité pour deux tailles de grains 0.5 mm (tirets) et 2 mm (trait plein) :

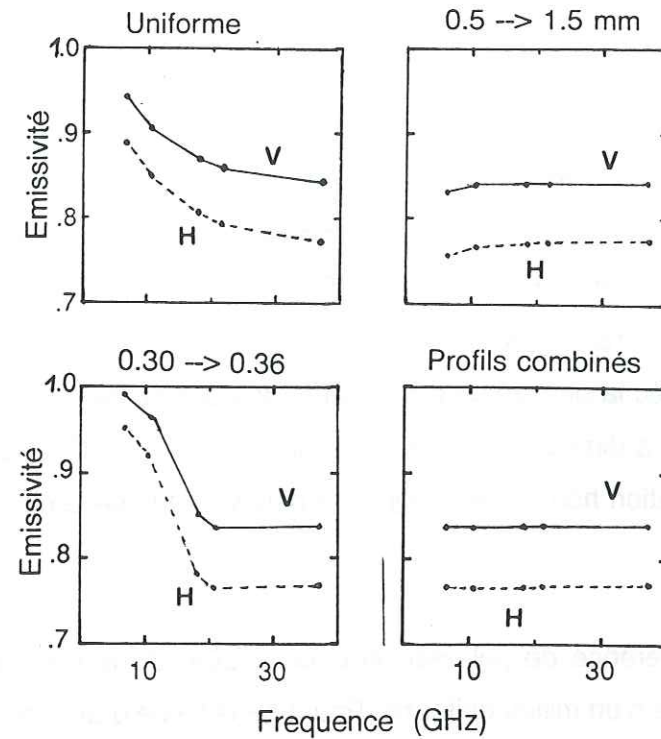
Pour la taille de grains de 0.5 mm, la profondeur de pénétration est grande pour chaque fréquence (tableau 3.1). Lorsque la densité croît (à partir de 0.3) la profondeur de pénétration augmente. Figure 1.12b du chapitre 1 deuxième partie, le rapport B reflète les pertes du diélectrique. A 6.6 GHz et à 10.7 GHz les pertes diélectriques par diffusion sont faibles et les pertes par absorption augmentent lorsque la densité augmente ce qui se traduit par une augmentation de l'émissivité. Tandis qu'à 18, 21 et 37GHz les pertes par diffusion sont importantes et augmente avec la densité ce qui entraîne une diminution de l'émissivité. La différence de polarisation a diminué pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz. La profondeur de pénétration de la polarisation horizontale augmente plus vite que celle de la polarisation verticale.

L'émissivité et la différence de polarisation pour la taille de grains de 2 mm sont quasiment identiques à celles d'un milieu uniforme. Pour une taille de grains de 2 mm, l'onde à 37 GHz pénètre peu, elle n'est donc sensible qu'à la surface et l'émissivité à 6.6 GHz atteint un seuil à partir du diamètre de grains de 2 mm.

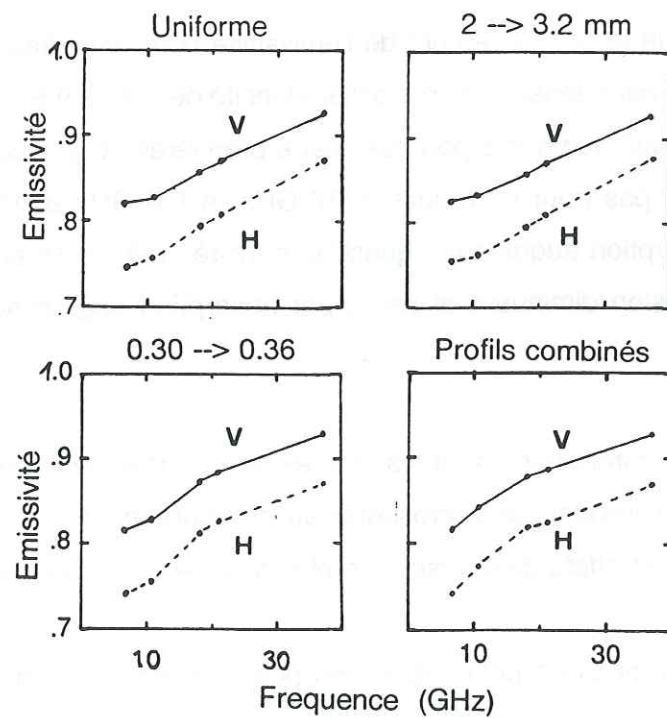
La figure 3.11b indique le comportement de l'émissivité pour un milieu uniforme de densité 0.45 et pour un milieu caractérisé par un profil en densité de 0.45 à 0.51. Pour la taille de grains de 0.5 mm, l'émissivité augmente pour les quatre premières fréquences (6.6, 10.7, 18 et 21 GHz) et ne change pas pour la fréquence 37 GHz. A 6.6 GHz et 10.7 GHz, les pertes diélectriques par absorption augmentent quand la densité croît ; à 18 et 21 GHz les pertes diélectriques par diffusion diminuent et celles par absorption augmentent quand la densité croît.

Pour les grains de 2 mm, les conclusions sont les mêmes que pour le profil en densité 0.3 à 0.36. Le comportement en fréquences correspond au comportement lié à la zone de transition introduisant la relation effets de diffusion - profondeur de pénétration exprimée au § A.11 fig.3.6.

Les comportements des différences de polarisation tant pour la taille de grains de 0.5 que pour celle de 2 mm n'ont quasiment pas changé.



(a) profil en densité de 0.3 à 0.36 et profil en taille de grains de 0.5 à 1.5 mm.



(b) profil en densité de 0.3 à 0.36 et profil en taille de grains de 2 à 3.2 mm.

Fig.3.12 : Signatures spectrales en émissivité, introduction simultanée de profils en densité et taille de grains :

c. Combinaisons de profil en densité et taille de grains

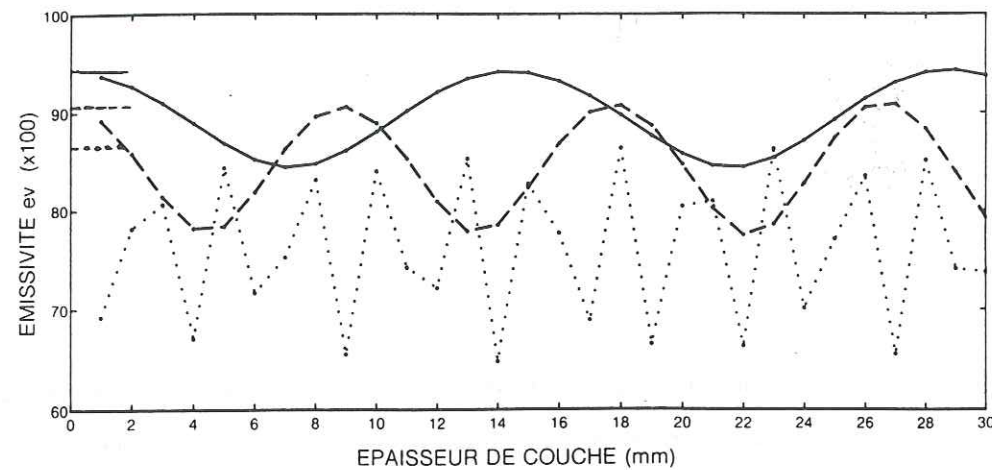
Les deux études précédentes montrent que l'introduction d'un profil de taille de grains de valeur initiale 0.5 mm modifie pour l'essentiel la forme du signal, jusqu'à inverser le signe des gradients tandis qu'aucune modification n'est observée si la taille initiale est de 2 mm. La réaction à un profil en densité est différente. L'introduction d'un tel profil se traduit par une augmentation ou une diminution des gradients en fréquence dans les deux cas de taille de grains sans pour autant changer le signe de ces gradients. D'autre part le profil de densité agit de façon non négligeable sur la différence de polarisation aux fréquences 6.6 et 10.7 GHz.

Il existe de multiples possibilités de combinaisons de profils en taille de grains et densité. Deux cas seulement seront présentés dans cette partie. Ils résument bien cet effet combiné. Les figures auront la forme suivante : les résultats de l'émissivité en polarisation verticale et horizontale sont rappelés pour un milieu uniforme, pour un milieu avec un profil de taille de grains, pour un milieu avec un profil de densité ; la dernière figure donne le résultat en combinant les divers profils.

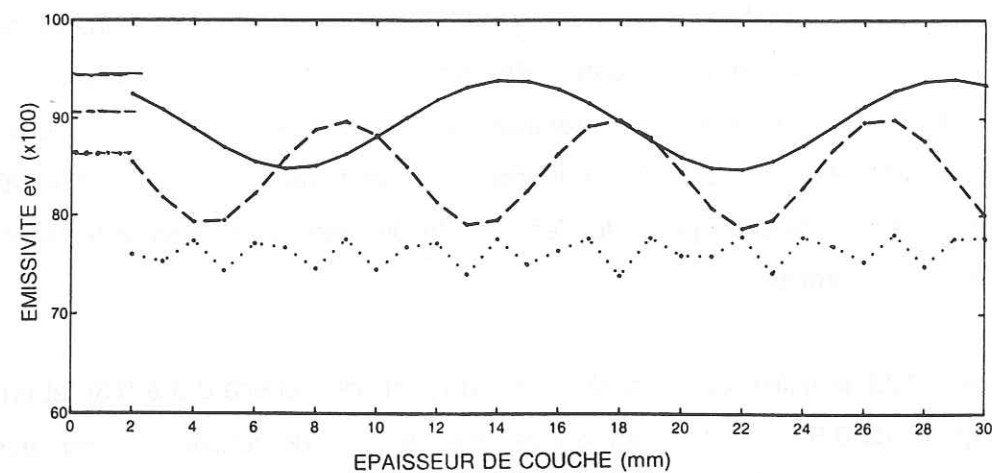
Figure 3.12a, le milieu est caractérisé par un profil de densité 0.3 à 0.36 et un profil de taille de grains de 0.5 à 1.5 mm. Tandis que l'effet du profil de densité vient renforcer, en augmentant les gradients, la forme de la signature spectrale, le profil en taille de grains modifie considérablement la forme de la signature spectrale. La combinaison des deux profils montre que l'effet de la taille des grains est largement prépondérant.

A la figure 3.12b, on utilise un profil de densité 0.3 à 0.36 et un profil de taille de grains 2 à 3.2 mm. Aucun des profils (taille ou densité) pris séparément ne modifie de beaucoup la signature spectrale. Il en est de même quand on combine les deux.

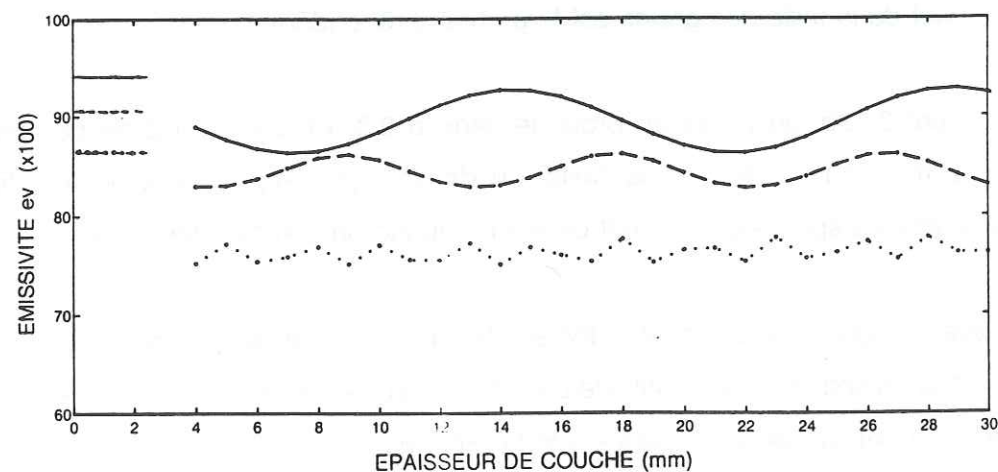
Lorsque le signal pénètre profondément (petits grains de neige) dans le manteau neigeux, il sera alors sensible aux profils de densité et de taille de grains, lorsqu'il ne pénètre pas le milieu sera "vu" uniforme. Quelque soit le profil en densité, la forme de la signature spectrale est modifiée par l'introduction d'un profil en taille de grains induisant une forte vitesse de croissance. Il n'y a pas modification de la signature spectrale dans le cas inverse mais une augmentation des gradients en fréquence (effet du profil en densité).



(a) données brutes



(b) données moyennées sur ± 1 mm



(c) données moyennées sur ± 3 mm

Fig.3.13 : Représentation de l'émissivité en polarisation verticale en fonction de l'épaisseur de croûte de glace pour trois fréquences 6.6 GHz (trait plein), 10.7 GHz (tirets) et 37 GHz (pointillés) ; la croûte de glace est en surface d'un milieu uniforme de taille de grain de 0.5 mm et de densité de 0.3 et de température de 230 K.

B.1.2. Influence d'une couche dans le milieu

Dans la deuxième partie de cette étude, à partir de stratigraphies simplifiées, nous allons considérer l'émissivité en présence d'une discontinuité (strate différente) insérée dans un milieu uniforme. Nous étudierons plus spécifiquement la présence d'une croûte de glace dans le manteau neigeux. Ce cas suffit à traduire ce qui se passerait en présence de tout autre type de strate de neige dont les caractéristiques sont très différentes de celles des strates supérieures et inférieures. La croûte de glace est placée en surface mais on rencontrerait approximativement les mêmes réactions si elle se situait plus profondément ; dans ce cas elle n'agirait que sur les ondes dont la profondeur de pénétration est suffisamment importante pour "rencontrer" la croûte de glace.

a. Définition d'une croûte de glace

Une couche de glace pure (sans air) ne pouvant être introduite dans le modèle, on appelle glace une neige dont la densité est de 0.9. A cette densité l'effet de la taille des grains est nul.

La longueur de corrélation qui décrit cette "glace" est inférieure à 0.03 mm, par conséquent pour respecter l'hypothèse d'une couche de caractéristiques diélectriques constantes l'épaisseur minimale sera de 10 λ soit 0.3 mm.

b. Influence de l'épaisseur d'une croûte de glace en surface

La figure 3.13 représente l'émissivité en polarisation verticale selon l'épaisseur d'une couche de glace pour les fréquences 6.6, 10.7 et 37 GHz. La réponse à ces trois fréquences est de forme sinusoïdale. Elle le serait plus nettement pour le 37 GHz si le pas de croissance de cette strate avait été plus fin.

Comment expliquer cette forme sinusoïdale ? La présence de cette strate crée une seconde interface. L'onde subit deux réflexions : au niveau de l'interface air-glace et au niveau de l'interface glace-neige. En fonction de la longueur d'onde du signal, la phase des ondes réfléchies sera telle qu'il y aura tantôt interférence constructive tantôt interférence destructive ce qui explique ce comportement en forme de sinusoïde.

Ce phénomène provient directement du fait que l'on considère un milieu à plans parallèles. Sur le terrain, l'épaisseur des strates varie spatialement, la figure 3.14 en donne l'exemple.

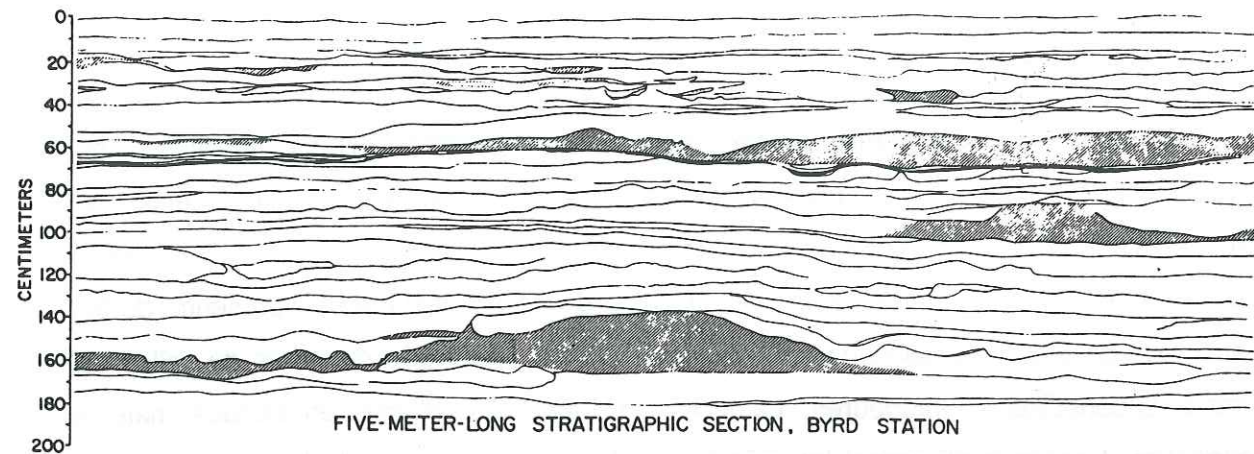


Fig. 6. A 5-meter-long section of the stratigraphy of the elongate pit, showing the variability of strata, the fine-grained dense firn (lined pattern), and the most prominent coarse-grained layer (solid pattern). Note the evenness of the top two layers, which were deposited during the summer with light winds. The fine-grained material is generally irregular and consists of sastrugi, a result of strong winds.

Fig.3.14 : Exemple de stratigraphie faites dans la région de Byrd (Cameron, 1971).

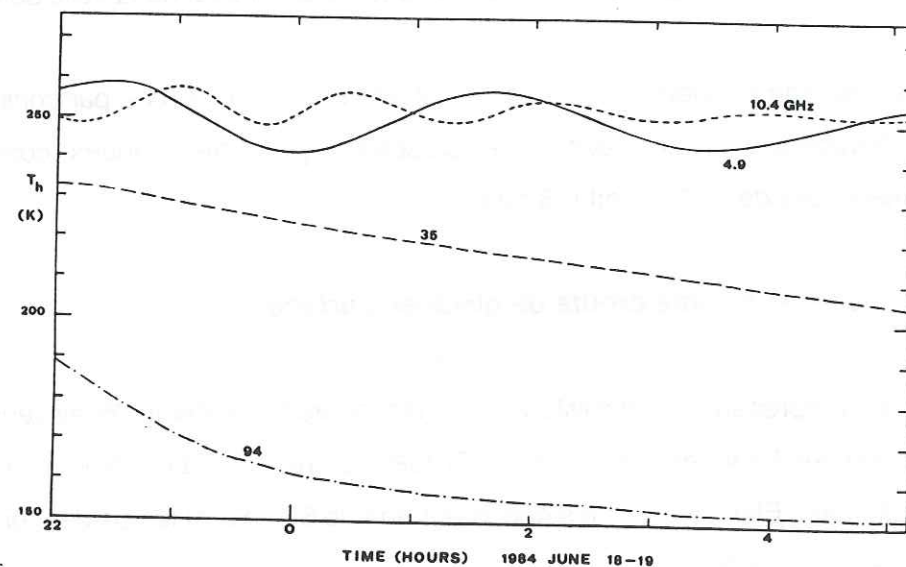


FIGURE 4.26 Variation of brightness temperatures at horizontal polarization, 50° off nadir during the formation of a refrozen crust. The crust grew by 5 cm in thickness during the 7 hours time interval shown.

Fig.3.15 : Mesures de la température de brillance d'une croûte de regel en formation en fonction du temps (Mätzler, 1987).

Du fait de la variabilité spatiale des épaisseurs et de la grande taille des pixels, la cohérence entre ces interférences disparaît.

Pour simuler cette variabilité spatiale, on effectue une moyenne glissante à partir des résultats de la figure 3.13a. Cela revient à moyenner les émissivités correspondant à plusieurs épaisseurs de couche de glace. La figure 3.13b caractérise le comportement de l'émissivité en polarisation verticale pour une épaisseur de strate qui varierait spatialement de $\pm 1 \text{ mm}$. L'amplitude des variations de l'émissivité diminue pour chacune des fréquences. L'atténuation la plus flagrante est obtenue pour le 37 GHz. Si l'on admet une variation d'épaisseur de $\pm 3 \text{ mm}$ (fig.3.13c), on diminue fortement les variations de l'émissivité pour le 10.7 GHz.

Ce phénomène n'est pas un artefact du modèle. Il a été observé par Mätzler (1987). Il existe en réalité, à condition considérer un pixel suffisamment petite pour laquelle l'épaisseur de la strate considérée ne varie quasiment pas. Dans la figure 3.15, la température de brillance est représentée en fonction du temps en polarisation horizontale et pour plusieurs fréquences (4.9, 10.4, 35 et 94 GHz). Il s'agit de l'observation de la formation d'une croûte de regel durant la nuit. Par conséquent, l'échelle de temps traduit la variation d'épaisseur de la croûte. Cette croûte ne croît pas uniformément sur la surface considérée (10m²) mais avec une variabilité spatiale d'épaisseur suffisamment faible pour que le phénomène d'interférence est observable en basses fréquences 4.9 et 10.4 GHz.

Après avoir diminuer les effets d'interférences sur la figure 3.16, on constate que pour les trois fréquences l'émissivité en polarisation verticale diminue en présence d'une croûte de glace. Les marques horizontales d'abscisses zéro millimètre correspondent à l'émissivité du milieu uniforme en l'absence de croûtes de glace. L'émissivité diminue davantage lorsque la fréquence augmente. Si l'on considère une évolution de l'épaisseur de strate importante (fig.3.16), lorsque l'épaisseur augmente l'émissivité augmente, c'est surtout vrai pour le 37 GHz, car la diffusion augmente. Cette dernière augmentation ne compense cependant pas la diminution occasionnée par l'existence même de la croûte (sauf si l'épaisseur de glace est supérieure à 50 cm).

Les interférences de l'émissivité en polarisation horizontale ne sont pas de même amplitude que celle de l'émissivité en polarisation verticale, par conséquent la différence de polarisation ne se traduit plus par une simple sinusoïde (fig.3.17a). Lorsque l'on considère une épaisseur variable à $\pm 3 \text{ mm}$, on diminue les effets d'interférences (fig.3.17b). La différence de

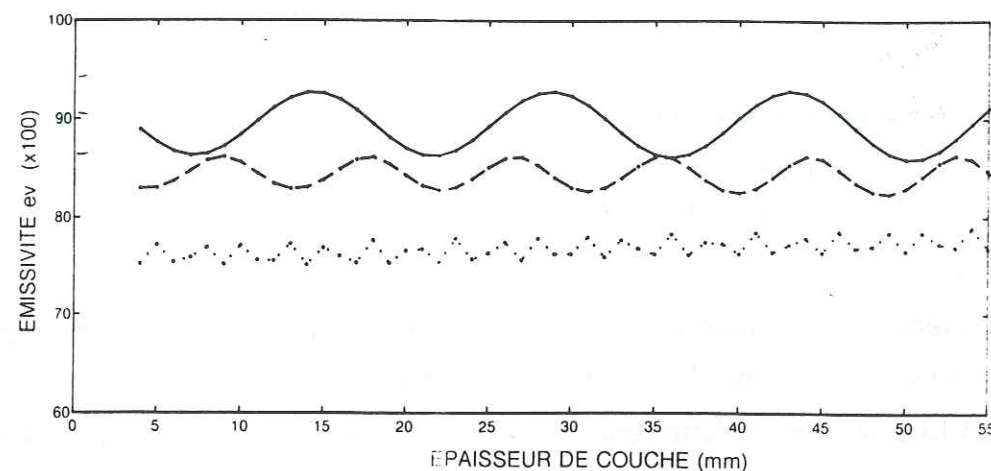


Fig.3.16 : Emissivité en polarisation verticale en fonction de l'épaisseur d'un croûte de glace, données moyennées à ± 3 mm ; le milieu est le même que celui de la figure 3.13.

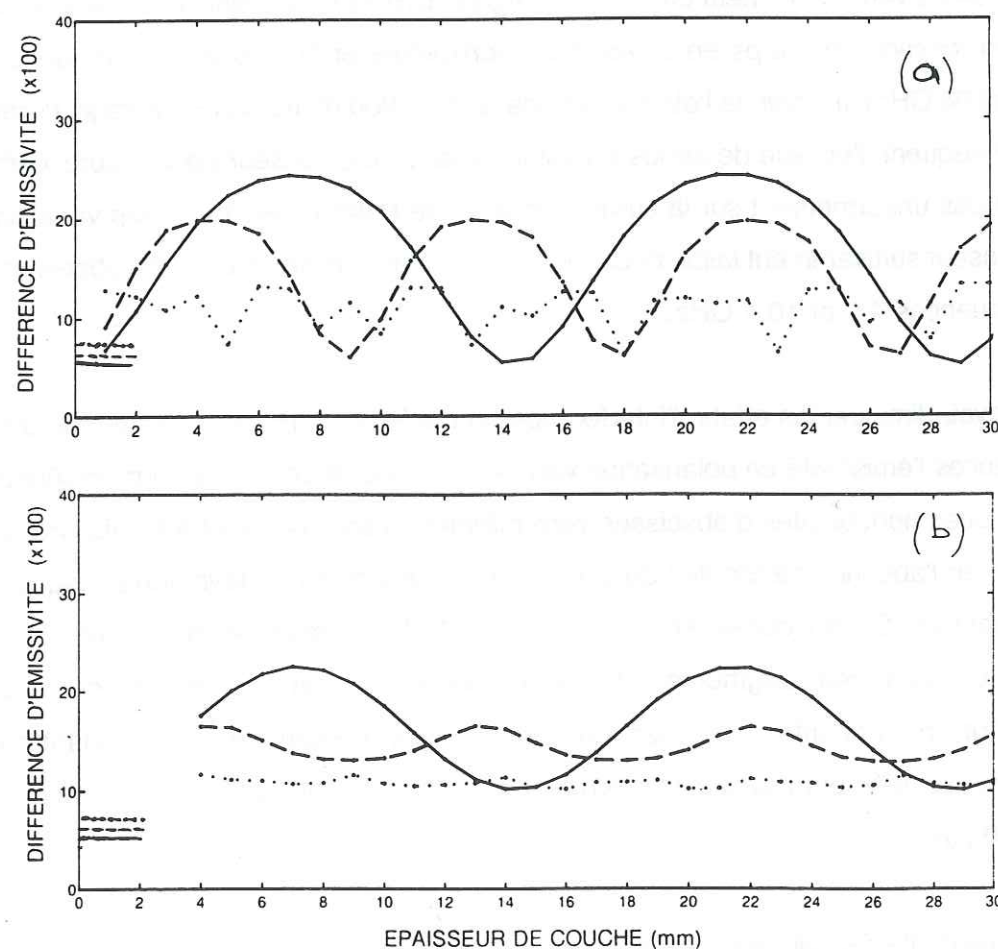


Fig.3.17 : Différence d'émissivité en fonction de l'épaisseur d'une croûte de glace: a) résultats bruts et b) données moyennées à ± 3 mm ; le milieu est le même que celui de la figure 3.13.

polarisation augmente d'autant plus que la fréquence est basse.

La présence d'une croûte de glace ou encore d'une couche quelconque entraîne une diminution des émissivités en polarisation verticale et horizontale et une augmentation de la différence de polarisation. Ces deux effets seront d'autant plus importants que la différence entre les constantes diélectriques des couches supérieure et inférieure sera grande.

La présence de strates fait apparaître des interférences qui se traduisent par un comportement sinusoïdal de l'émissivité en fonction de l'épaisseur des strates. Dans la réalité, il faut tenir compte de la variabilité spatiale de l'épaisseur des strates. Au stade actuel, le modèle ne peut tenir compte de cette variation spatiale. Pour introduire cette variabilité, on élimine les interférences par un lissage des données. Dans la suite de l'étude, le calcul de l'émissivité se fera pour différentes épaisseurs de strates et le résultat final sera une moyenne de toutes les valeurs obtenues.

Les interférences seront d'autant plus importantes que le milieu contiendra un grand nombre de strates : c'est pourquoi nous considérerons des strates d'épaisseurs aléatoires.

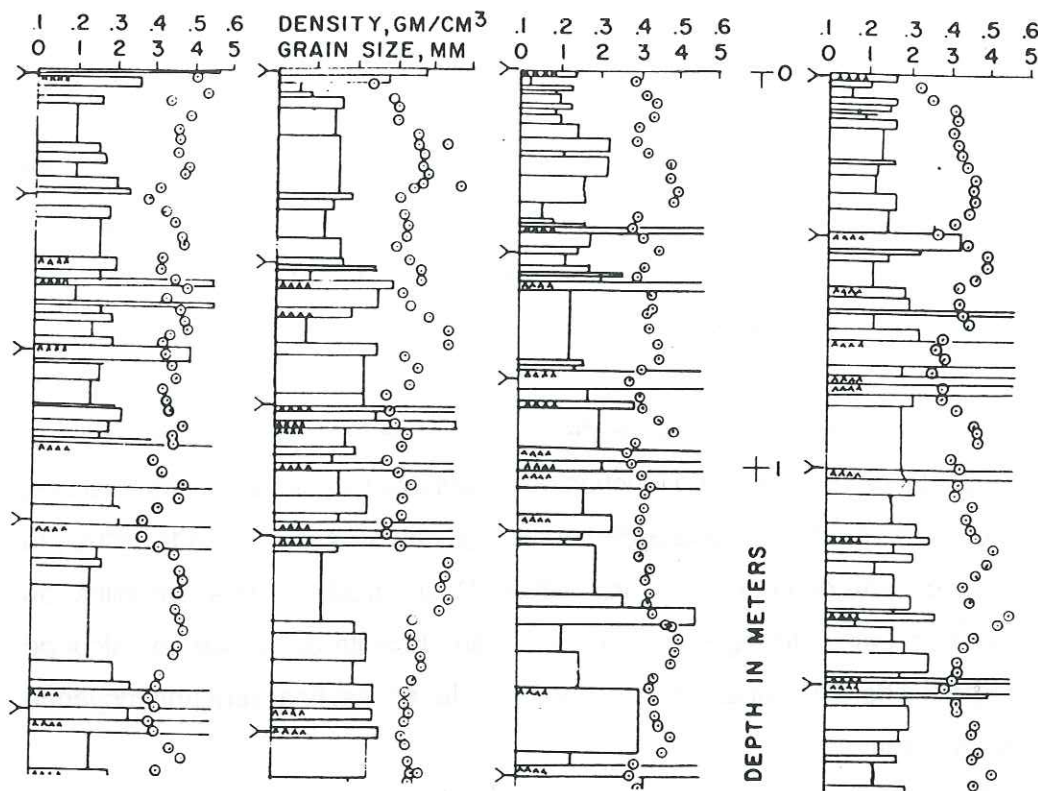


Fig.3.18 : Exemple de profils stratigraphiques réalisés au cours du raid sur le shelf de Ross (Crary et al., 1962).

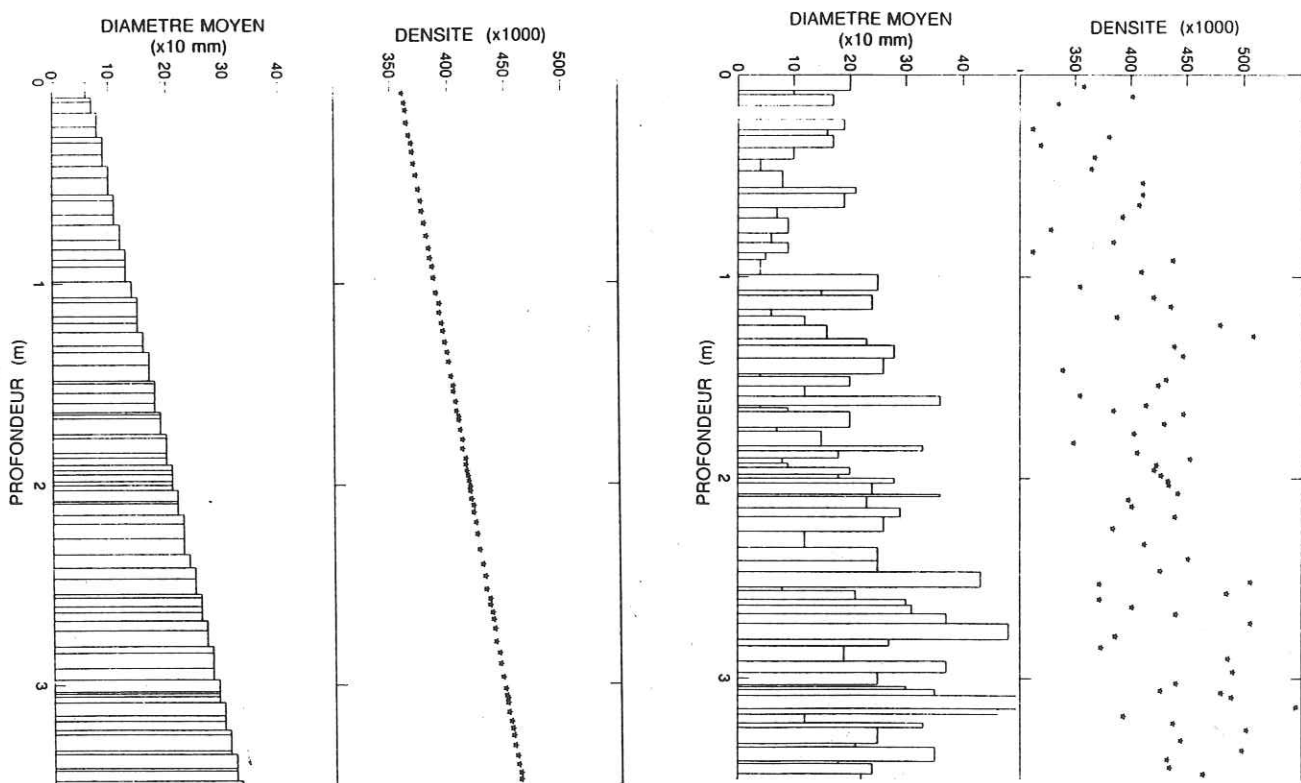


Fig.3.19 : Exemple de stratigraphie générée de façon aléatoire: (a) variabilité en densité et taille de grains nulle et (b) variabilité de 0.7 mm en taille de grains et de 0.08 en densité.

B.2. ETUDE DE SENSIBILITE : SCHEMAS REELS DE STRATIGRAPHIES

Une stratigraphie réelle est complexe, elle se traduit par une variation spatiale des épaisseurs de strates comme à la figure 3.14 mais aussi par une variation en profondeur des couches de neige ou croûtes, succession des couches d'été et d'hiver (fig.3.18).

Les couches d'été sont généralement caractérisées par des neiges de densité faible à gros grains, tandis que les couches d'hiver sont des neiges compactées par le vent (densité élevée) à petits grains (chapitre 2 partie II).

Cette superposition de couches très différentes va introduire dans le modèle des interférences importantes. Pour diminuer les effets d'interférences, le calcul doit être fait pour au moins une centaine de stratigraphies. Ce chiffre peut sembler important, mais n'oublions pas que le résultat moyenné doit traduire ce qui se passe sur un pixel de 100 km sur 100 km.

La modification en profondeur des épaisseurs de strates sur le terrain s'explique pour plusieurs raisons abordées dans le chapitre 2 première partie mais sa répartition spatiale est à priori aléatoire, sur la surface de mesure, 100 x 100 km. Lors de la création de profils stratigraphiques aléatoires, l'attitude de l'opérateur est subjective, c'est pourquoi un modèle simple de génération de stratigraphies aléatoires a été mis au point.

B.2.1. Production de stratigraphies aléatoires

Ce générateur de stratigraphie est basé sur la génération de nombres aléatoires. Les données d'entrée de ce programme sont les caractéristiques moyennes du manteau neigeux, c'est à dire le profil de densité, le profil de taille de grains, le nombre de strates et le nombre de croûtes de glace, ainsi que la variabilité de tous ces paramètres autour de leur valeur moyenne.

Un profil de densité ou un profil de taille de grains est très irrégulier. J'appellerai variabilité Δ , la valeur correspondant à l'écart type de la distribution utilisée autour d'une valeur moyenne. Aussi la variabilité de la densité et de la taille des grains est introduite par une fonction qui génère des nombres aléatoires centrés sur zéro vérifiant la loi de Gauss. La probabilité d'obtenir une couche de densité proche de la densité moyenne est forte mais selon la loi de probabilité de Gauss les événements de densité (ou de taille de grains) très faible ou de densité très forte ne sont pas improbables ce qui permet d'introduire les irrégularités obtenues dans une stratigraphie réelle (fig.3.18). Les figures 3.19 a et b présentent deux

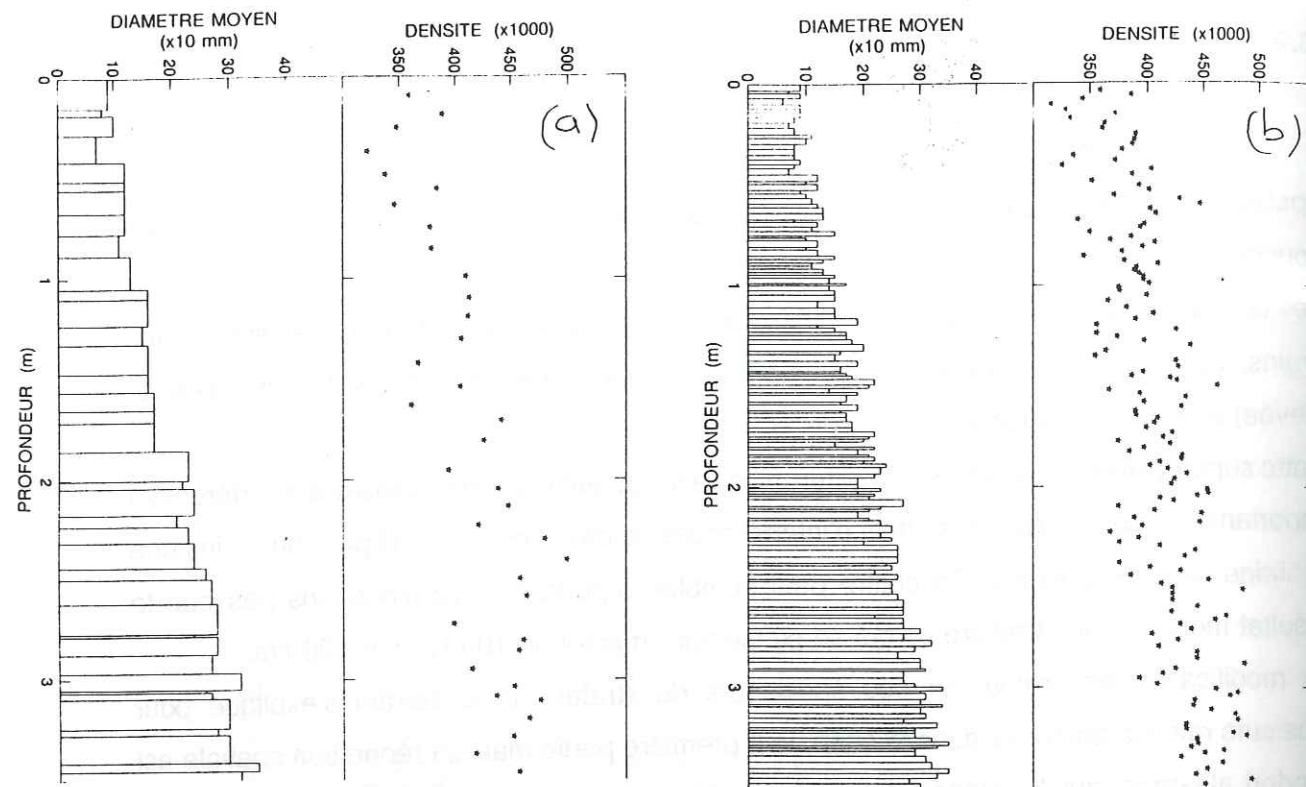


Fig.3.20 : Exemple de stratigraphie générée de façon aléatoire avec un changement du nombre de strates : (a) environ 20 strates et (b) environ 60 strates ; variabilité en densité de 0.02 et taille de grains de 0.1 mm.

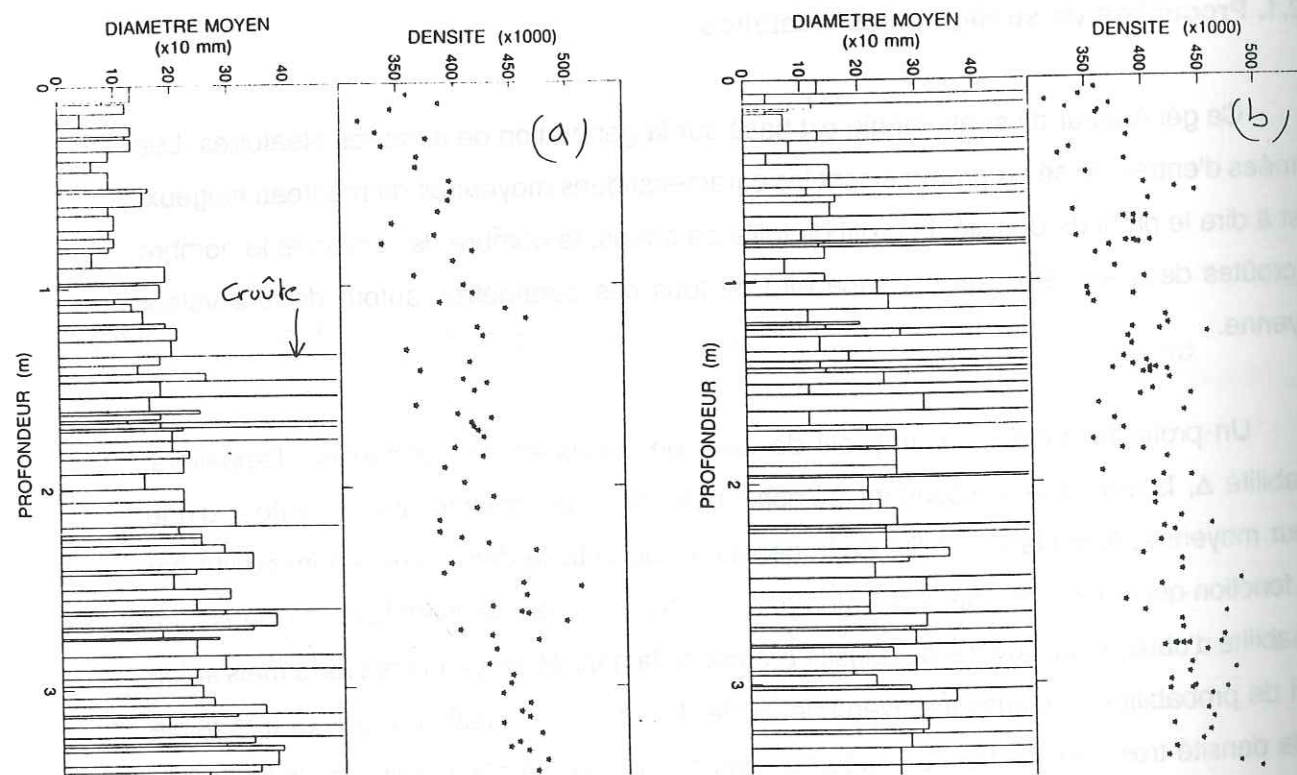


Fig.3.21 : Exemple de stratigraphie générée de façon aléatoire avec un changement du nombre de croûtes : (a) une moyenne de 3 croûtes et (b) une moyenne de 25 croûtes ; variabilité en densité de 0.02 et taille de grains de 0.1 mm.

exemples de stratigraphies obtenus à l'aide de ce programme. Ces profils sont basés sur les valeurs moyennes relevées sur les stratigraphies de la Terre de Wilkes. La figure 3.19a montre une variabilité nulle tant pour la densité que pour la taille des grains, les épaisseurs des couches sont aléatoires. La figure 3.19b montre une variabilité de 0.7 mm pour la taille des grains et de 0.08 pour la densité.

Les couches de petits grains sont souvent des couches de forte densité et les couches de très gros grains ont de faibles densités (chapitre 2 partie I). C'est pourquoi dans ce programme de génération de stratigraphies si les grains sont très petits alors la densité sera générée par le même nombre aléatoire que précédemment précédé du signe moins de façon à ce que la densité soit forte et inversement.

Les épaisseurs des strates de neige et de glace sont générées aussi par une fonction aléatoire. Si l'épaisseur est inférieure à une épaisseur limite e_{lim} , alors la strate sera une croûte de glace ; si l'épaisseur est supérieure à e_{lim} la strate sera une couche de neige. Pour réaliser ceci, l'épaisseur des strates est générée par une fonction aléatoire vérifiant une loi de probabilité uniforme.

La figure 3.20 montre deux exemples de profils stratigraphiques présentant un nombre de strates différents : a) environ 20 strates sur 0 - 2 m et b) environ 60 strates sur 0 - 2 m.

La figure 3.21 montre deux exemples de profils stratigraphiques dans le quel sont insérées des croûtes de glace : a) environ 5 croûtes sur 0 - 2 m et b) environ 25 croûtes sur 0 - 2 m.

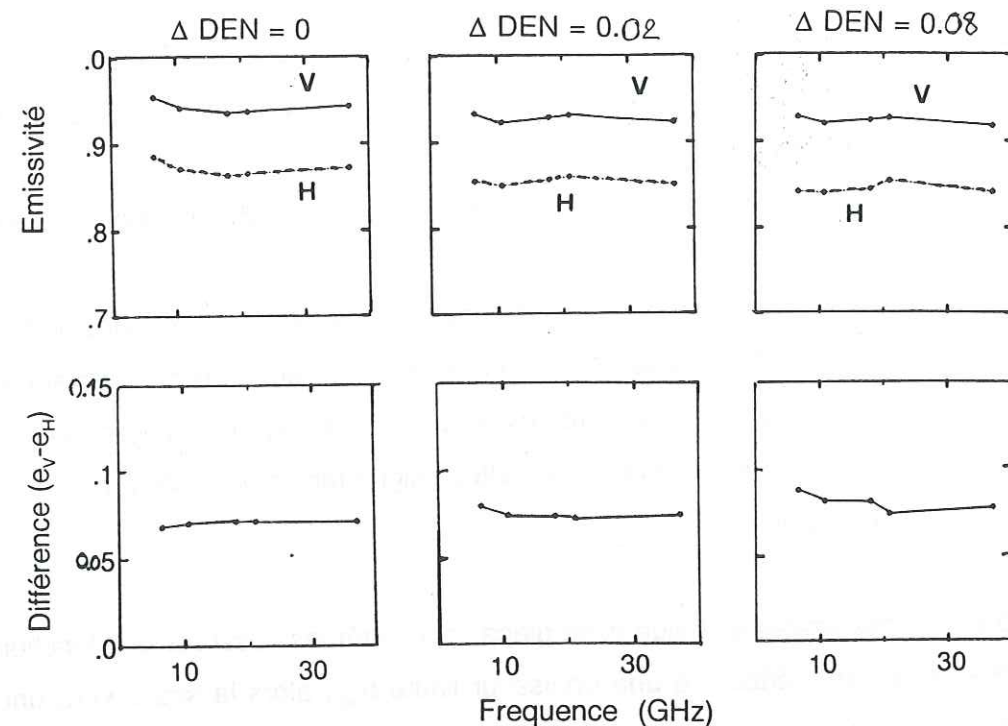


Fig.3.22 : Influence de la variabilité en densité sur l'émissivité et la différence d'émissivité.

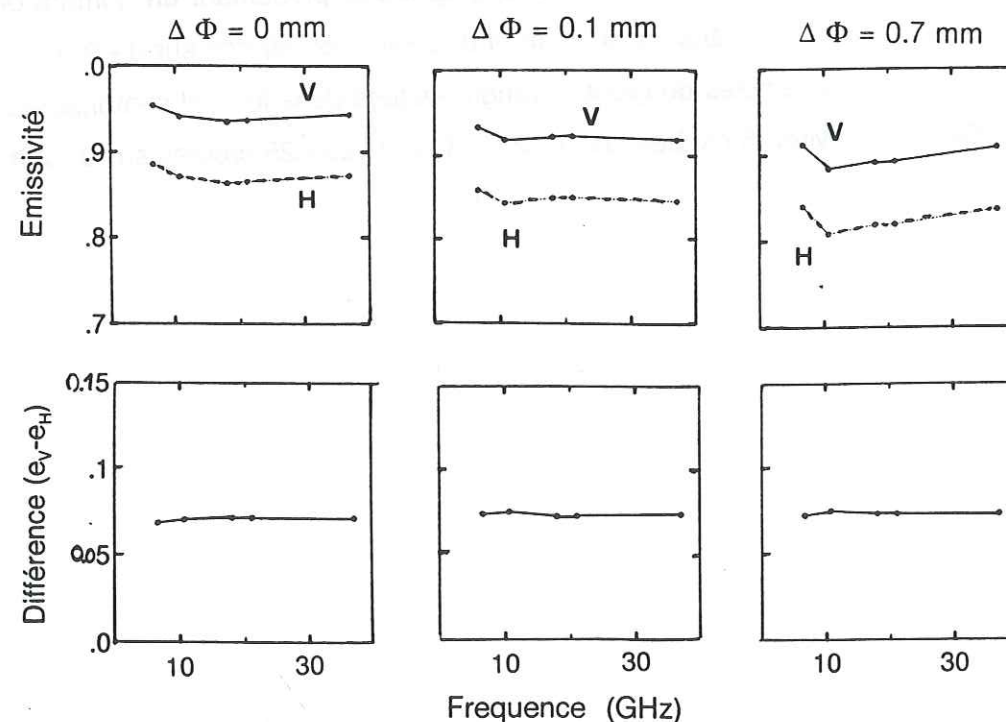


Fig.3.23 : Influence de la variabilité de la taille de grains sur l'émissivité et la différence d'émissivité.

B.2.2. Etude de sensibilité

Par rapport à l'étude avec des schémas simplifiés de stratigraphies quatre paramètres nouveaux interviennent : les variabilités de la densité et de la taille des grains, les nombres de strates et de croûtes de glace.

Les variabilités de la densité et de la taille de grains créent des différences de caractéristiques diélectriques aux interfaces. La réflexion aux interfaces va donc intervenir. Dans le chapitre 1 deuxième partie, on a vu que les coefficients de réflexion de Fresnel dépendent uniquement de la densité. De plus pour l'angle d'incidence de 50° , le coefficient de réflexion en polarisation verticale est également indépendant de la densité, pour des densités inférieures à 0.5. Ces deux coefficients sont identiques à toutes les fréquences puisqu'ils dépendent essentiellement de la partie réelle de la constante diélectrique de la neige. Seule la variabilité de la densité va influencer la réflexion sur les interfaces. En conséquence, seule l'émissivité en polarisation horizontale devrait diminuer et on devrait constater alors une augmentation de la différence de polarisation (fig.3.22). Bien que le coefficient de réflexion ne dépend pas de la fréquence, l'influence de celle-ci ne sera pas négligeable car la profondeur de pénétration dépend de la fréquence et impose le nombre d'interfaces qui seront "rencontrées".

La taille des grains influence essentiellement la forme de la signature spectrale. Les modifications générées par la variation de la taille de grains autour une valeur moyenne modifieront légèrement l'émissivité (fig.3.23).

On peut donc conclure que si, pour un profil de densité et de taille de grains donnée, le nombre de strates augmente alors les différences de polarisation augmenteront. A cause de leurs faibles profondeurs de pénétration, les différences de polarisation vont augmenter moins fortement pour les hautes fréquences (fig.3.24). On remarque que la réaction par rapport au nombre de strates est bien plus importante que celle par rapport à l'ampleur des variabilités en densité et taille de grains. Ces deux paramètres sont très liés : pour un nombre de strates élevés égal à 60, les différences de polarisation sont bien plus importantes lorsque la variabilité en densité est grande que lorsqu'elle est quasiment nulle (fig.3.25).

L'incidence des croûtes de glace se déduit aisément de la connaissance des effets d'une seule croûte. Lorsque le nombre de croûtes croît, le nombre d'interfaces mis en jeu et

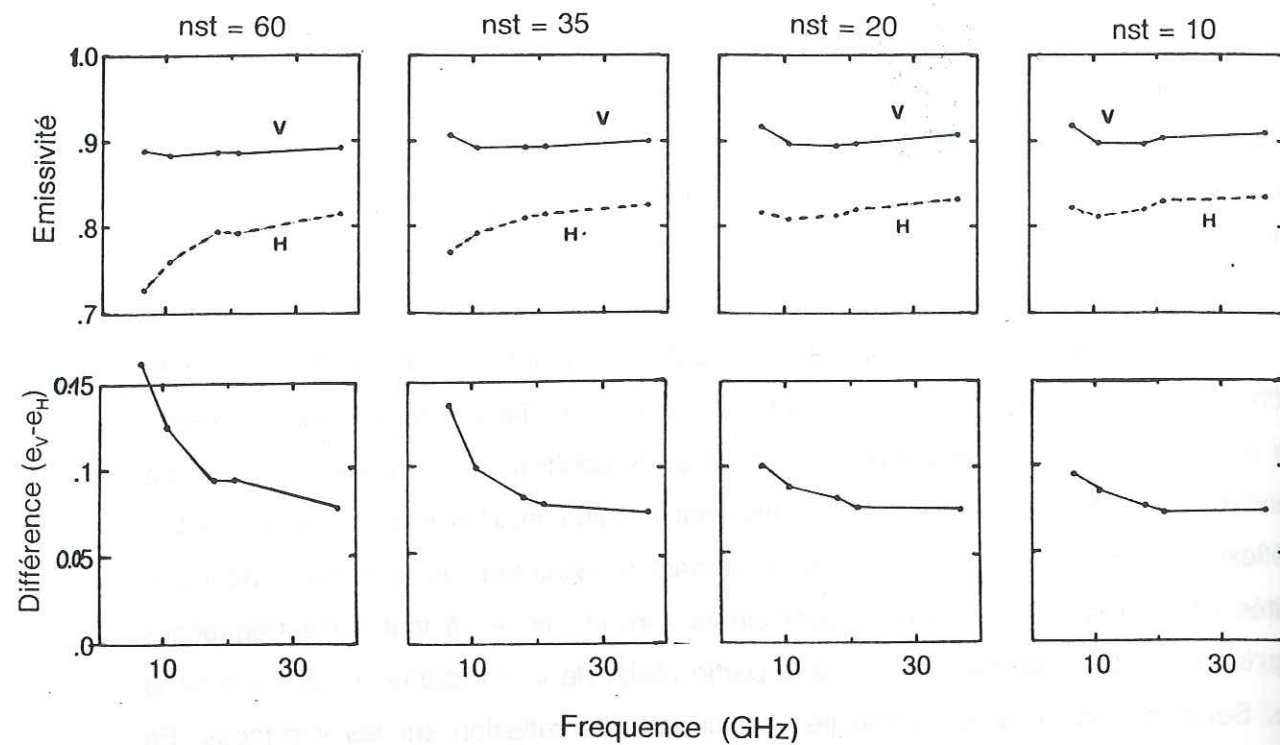


Fig.3.24 : Influence du nombre de strates sur l'émissivité et la différence d'émissivité ; le profil type est celui de la Terre de Wilkes pour des variabilités de 0.7 mm en taille de grains et de 0.08 en densité.

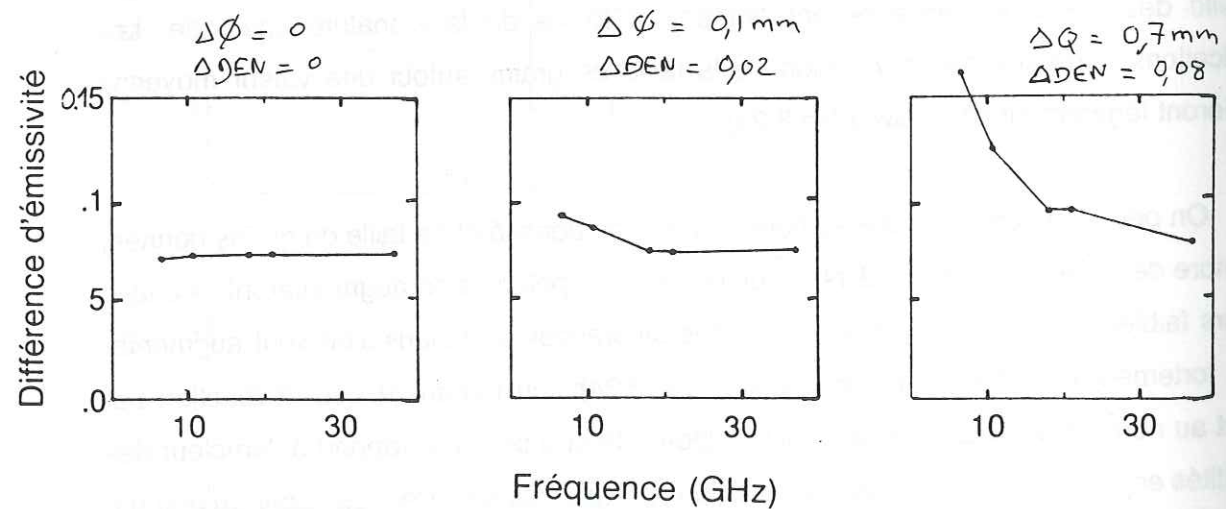


Fig.3.25 : Influence des variabilités en densité et taille de grains sur les différences d'émissivité lorsque le nombre de strates est de 60.

donc le nombre de réflexions augmentent. Par conséquent, les émissivités en polarisation horizontale et verticale vont diminuer et les différences de polarisation vont augmenter. Ce phénomène sera d'autant plus fort que le nombre de croûtes sur 0 - 2 m sera élevé (fig.3.26). Remarquons que (figure 3.26, ncr=12) tous les effets d'interférences ne sont pas éliminés, ceux-ci se traduisent par un comportement en dent de scie de l'émissivité.

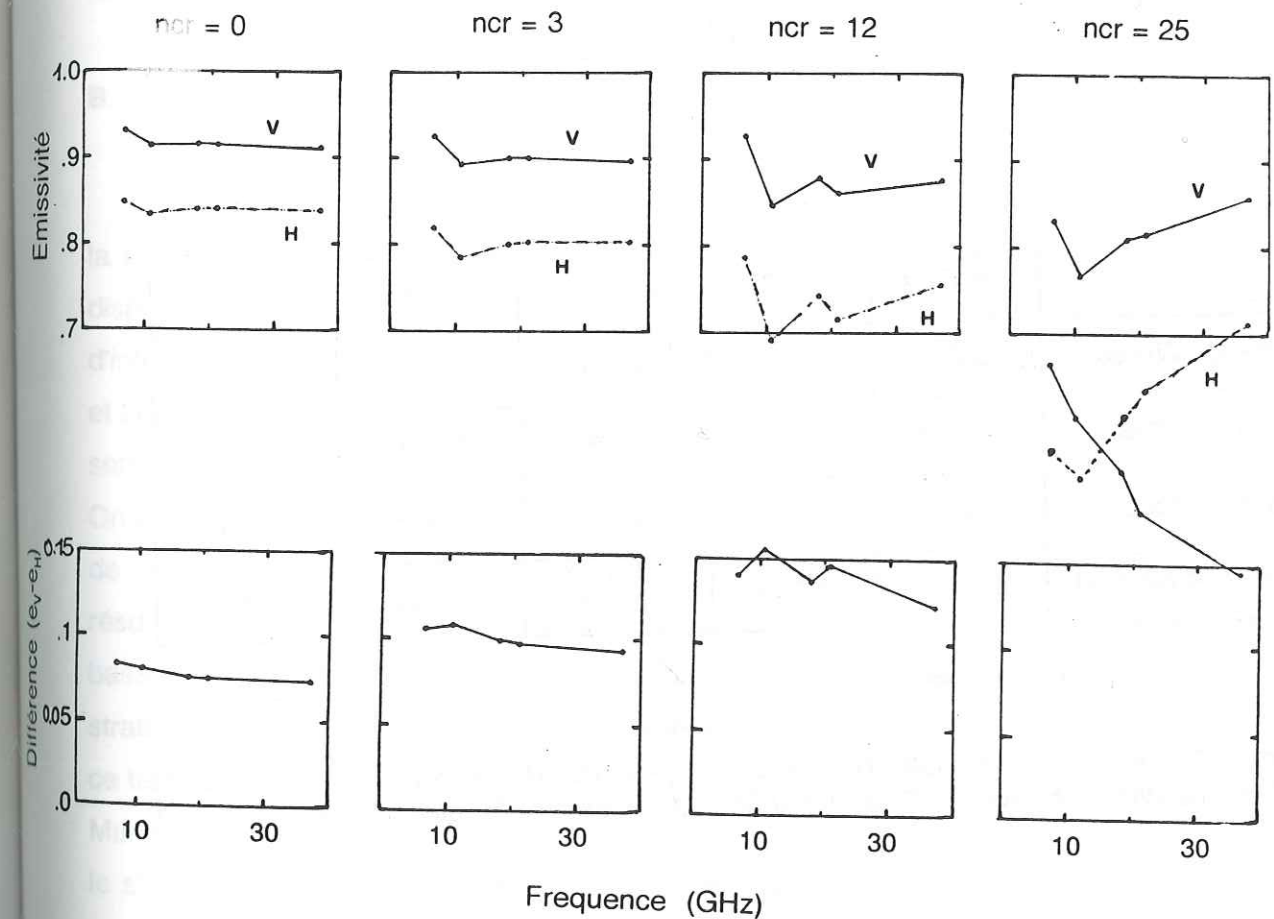


Fig.3.26 : Influence du nombre de croûtes sur l'émissivité et la différence d'émissivité ; le profil type est celui de la Terre de Wilkes pour des variabilités de 0.4 mm en taille de grains et de 0.05 en densité.

	6.6 GHz	10.7 GHz	18 GHz	21 GHz	37 GHz
Terre de Wilkes	22.8 m	9.6 m	3.6 m	2.7 m	0.3 m
Shelf de Ross I	4.8 m	2.2 m	1 m	0.7 m	0.05 m
Shelf de Ross II	3.8 m	1.7 m	0.6 m	0.3 m	0.02 m
Mc Murdo-Pôle Sud	2.2 m	1.2 m	0.5 m	0.3 m	0.01 m

Tableau 3.2 Profondeurs de pénétration calculés à partir des données de stratigraphies des raids Terre de Wilkes, Mc Murdo-Pôle Sud et Shelf de Ross pour les cinq fréquences SMMR.

B.3. RECONSTITUTION DES SIGNATURES SPECTRALES

Dans une stratigraphie réelle, tous les paramètres sont liés à un processus de déposition. Par conséquent des liens étroits existent entre le nombre de strates, la densité, la taille des grains et la température. C'est pourquoi il est important dans l'utilisation d'un modèle de se reporter tant que possible à des caractéristiques réelles des manteaux neigeux. Les trois sites présentés dans le chapitre 1 de la partie I ont des signatures spectrales typiques. L'objectif de cette partie est de tester les capacités du modèle à restituer des signatures spectrales dont on connaît les stratigraphies.

B.3.1. Reconstitutions

Les stratigraphies qui ont été étudiées dans le chapitre 1 première partie ont été pour la plupart relevées sur la profondeur 0-2 m. A partir des quelques stratigraphies dont on dispose sur chacun des sites, on établit des profils types. Dans la mesure où l'on ne dispose d'informations que sur les 2 premiers mètres et que sur cette épaisseur les tailles de grains et la densité évolue de façon linéaire, on utilisera des profils semblables à ceux de l'étude de sensibilité.

On a vu précédemment que la compréhension des signatures spectrales dépend étroitement de la profondeur de pénétration. Les profondeurs de pénétration des sites étudiés sont résumées dans le tableau 3.2. Elles ont été calculées à partir des stratigraphies aléatoires basées sur les stratigraphies réelles, il s'agit de moyennes réalisées sur une dizaine de stratigraphies. Les sites sont classés par ordre de profondeurs décroissantes. Un regard sur ce tableau permet de conclure que pour les sites du shelf de Ross et de la traversée de Mc Murdo à Pôle Sud, les profondeurs de pénétration même pour le 6.6 GHz sont très faibles, le signal sera donc particulièrement affecté par le premier mètre de neige et donc par la surface. Il faut alors rappeler que les stratigraphies qui servent de base à cette étude sont anciennes par rapport aux données SMMR et que les conditions de surface ont pu varier dans le temps.

Les signatures spectrales SMMR utilisées dans cette partie proviennent de données corrigées (cf. chapitre 1 première partie). Pour établir le lien avec l'émissivité, on effectue une moyenne annuelle des températures de brillance que l'on divise ensuite par la température du manteau neigeux à 10 m qui représente la température moyenne annuelle.

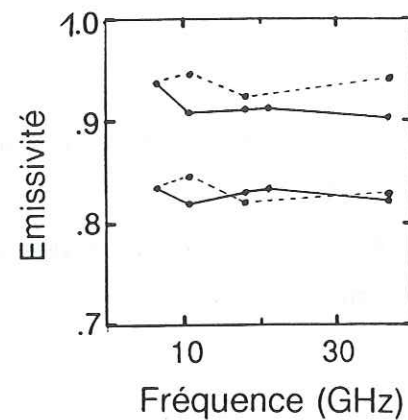


Fig.3.27 : Signatures spectrales pour la Terre de Wilkes : les résultats du modèle (trait plein) et les signatures dérivées des données SMMR (tirets).

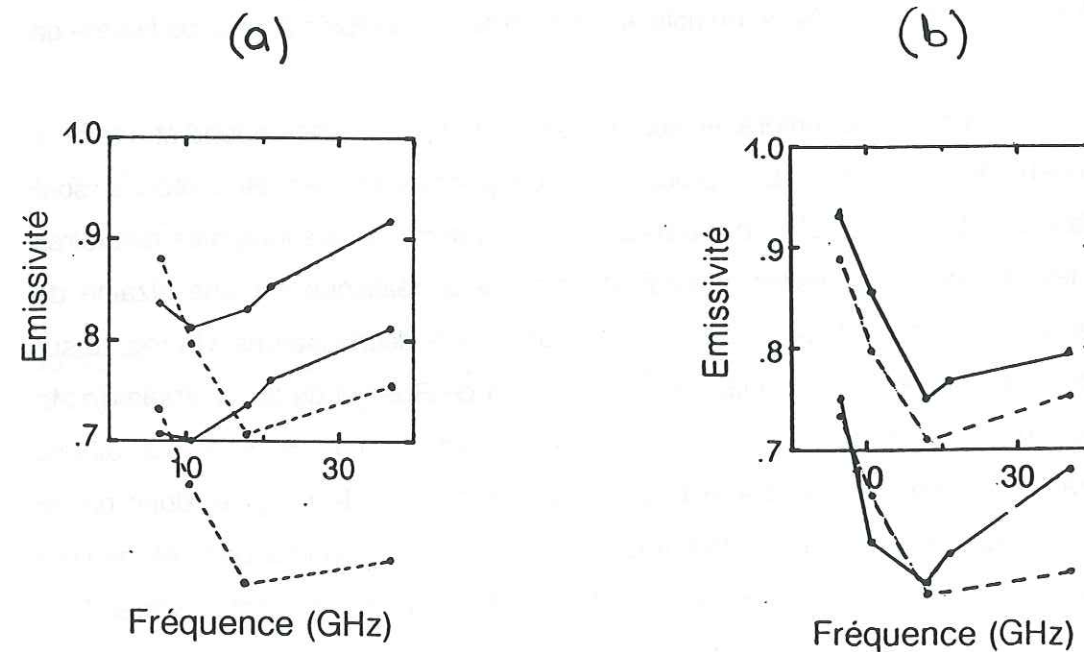


Fig.3.28 : Signatures spectrales pour le raid Mc Murdo - Pôle Sud :
a) les résultats du modèle avec gros grains (trait plein) et les signatures dérivées des données SMMR (tirets) ;
b) les résultats du modèle avec petits grains (trait plein) et les signatures dérivées des données SMMR (tirets).

a. Terre de Wilkes

Sur la figure 3.27, les signatures spectrales issues des données SMMR (tirets) et du modèle (trait plein) sont superposées. Les profils moyens adoptés sont en densité de 0.42 à 0.446 à 2 m de profondeur et en taille de grains de 0.3 mm à 0.5 mm. Les calculs ont été réalisés à la température de 241 K. Le nombre moyen de strates est de 20 et le nombre de croûtes est de 5 sur 0 - 2 m.

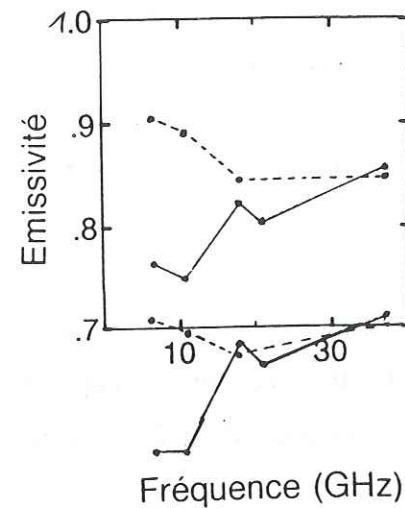
Le modèle d'émissivité restitue correctement le niveau d'émissivité ainsi que les différences de polarisation (fig.3.27). Pour le 10.7 GHz, on note cependant une différence, les données SMMR à 10.7 GHz n'ont pas été corrigées. A 37 GHz, on a déjà vu que les effets de surface sont importants.

b. Traversée de Mac Murdo à Pôle Sud

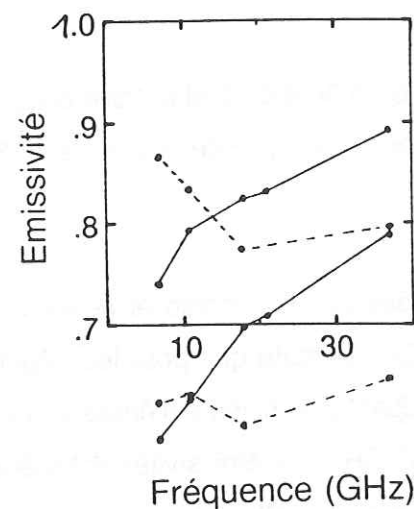
Dans le modèle, la densité varie de 0.38 à 0.42 et la taille de grains de 1 à 5 mm. Le nombre moyen de strates est 40 et le nombre moyen de croûtes est 18. Les calculs ont été réalisés à la température de 224.5 K.

Les signatures spectrales calculées par le modèle et celles dérivées des données SMMR sont données à la figure 3.28a. On constate que pour les fréquences de 6.6 et 10.7 GHz le modèle traduit de façon satisfaisante le niveau d'émissivité et les différences de polarisation. Pour les fréquences 18 et 37 GHz, les émissivités calculées par le modèle sont bien plus élevées que celles issues des données SMMR.

On ne peut pas considérer que cet écart provient d'un éventuel effet de rugosité de surface, puisque celle-ci tend à diminuer la réflexion et à augmenter la diffusion. On a vu que, dans cette région (chapitre 2 première partie), les grains de neige sont très gros. Cette taille de grain s'explique par le processus de métamorphisme de fort gradient ; il s'agit vraisemblablement de grains de forme anguleuse : neige en gobelets en profondeur et givre de surface. Ces grains de neige diffusent le rayonnement d'une façon différente des grains ronds ; la diffusion dépend bien sûr de la longueur d'onde considérée. D'après des mesures réalisées par Hall et al. (1986) dans les plaines de l'Alaska, la présence de gobelet dans le manteau neigeux diminue la température de brillance à 37 GHz de 40 K. Cette observation



(a)



(b)

Fig.3.29 : Signatures spectrales pour la traversée du shelf de Ross : les résultats du modèle (trait plein) et les signatures dérivées des données SMMR (tirets) ; (a) zone I et (b) zone II.

permet de supposer que c'est la présence de gros grains anguleux et non pas de gros grains à symétrie sphérique qui modifie ainsi le signal. Pour mieux comprendre ce type de signatures spectrales, il semble nécessaire de développer un modèle qui tienne compte de la forme géométrique des grains de neige.

Si, dans le calcul du modèle, on remplace les gros grains par des petits grains, on obtient une signature spectrale de forme semblable à celle données SMMR (figure 3.28 b). Cette constatation nous conduit à penser comme Hall et al. (1986) que les grains anguleux auraient un comportement de petits grains. Une densité faible peut également être envisagée puisque généralement la neige en gobelet est une neige peu dense (cf. chapitre 2 première partie). La présence d'un nombre important de croûtes peut également entraîner une forte diminution de l'émissivité (fig.3.26).

c. Shelf de Ross

Les profils introduits dans le modèle sont : pour le site I, de 0.35 à 0.41 en densité, de 0.7 à 2.2 mm en taille de grains, le nombre moyen de strates est de 48 et celui des croûtes de 28, la température est de 246 K ; pour le site II, de 0.32 à 0.38 en densité, de 1 à 2.6 mm en taille de grains, le nombre moyen de strates est de 55 et celui des croûtes de 35, la température est de 244.5 K.

On constate (fig.3.29 a et b) que si le modèle restitue de façon correcte les différences de polarisation il n'en est pas de même pour les émissivités en polarisation verticale comme en polarisation horizontale.

Le shelf de Ross présente plusieurs particularités qui ont été abordées dans le chapitre 1 première partie. Les températures relativement élevées en été font que l'on peut observer des zones de fonte en surface. Le regel de ces surfaces fait que le nombre de croûtes de glace est très important, en moyenne une trentaine sur les deux premiers mètres. Ces croûtes ont des interfaces irrégulières (Crary et al., 1962) ; elles sont de deux types : croûtes de regel d'une épaisseur supérieure à 0.5 mm et des croûtes de glace dont la face supérieure est en dent de scie et la base plane, celles-ci ont une épaisseur moyenne de 1 à 2 mm. La rugosité de ces croûtes tend à diminuer le coefficient de réflexion au niveau des interface et donc à

augmenter la diffusion ce qui expliquerait les émissivités observées plus importantes que celles calculées à l'aide du modèle.

Dans la zone II du shelf de Ross, les grains en surface sont plus gros que dans la zone I ; parmi ces gros grains, on trouve beaucoup de givre de profondeur qui se forme généralement sous les croûtes de glace. Cette constatation pourrait expliquer que pour les fréquences 18 et 37 GHz l'émissivité est plus faible que celle annoncée par le modèle ; la raison serait comme pour le raid Mac Murdo - Pôle Sud un effet de la forme des grains.

C. Conclusions

Pour la terre de Wilkes, le modèle restitue correctement la signature spectrale. En effet les profondeurs de pénétration de l'onde dans cette région sont telles que les effets de surface sont négligeables et que de ce fait les stratigraphies dont on dispose sont représentatives des caractéristiques du manteau neigeux.

Pour l'ensemble des sites, le modèle traduit correctement les différences d'émissivité. L'effet de la stratification a d'une part été montré dans l'étude empirique et vu au travers des tests de sensibilité du modèle pour un milieu stratifié.

Les forts gradients d'émissivité en fréquence comme ceux observés pour la traversée de Mc Murdo à Pôle Sud ne sont pas expliqués mais nous pouvons formuler plusieurs hypothèses. Dans le cas du givre de profondeur, la forme des grains intervient très probablement. Les gobelets réagiraient comme des petits grains et non comme des gros grains. Ce phénomène a été observé également dans le domaine du spectre solaire. La présence de strates de glace devrait également intervenir en fonction de leur rugosité. D'un autre côté, la faible profondeur de pénétration rend la représentativité des stratigraphies anciennes peu évidente.

Pour l'interprétation de telles signatures spectrales davantage de mesures de terrain sont indispensables.

CONCLUSION

CONCLUSION

Les signatures spectrales observées au dessus de l'Antarctique sont encore inexpliquées. Dans ce travail nous nous sommes attachés à déterminer les caractéristiques du manteau neigeux nécessaire à leur interprétation. Pour comprendre les interactions neige - micro-onde, cette étude a été effectuée par comparaison entre des données de terrain en interaction avec une étude théorique basée sur le développement d'un modèle d'émissivité de la neige et des études en sensibilité à partir de ce modèle.

Les données de télédétection qui ont été utilisées sont celles du radiomètre micro-onde SMMR (Scanning Multichannel Microwave Radiometer) du satellite Nimbus-7.

L'influence de l'atmosphère et des précipitations étant négligeables dans les conditions du plateau Antarctique, les températures de brillance mesurées correspondent à celles de la neige, (I, chapitre 1).

On observe une répartition spatiale des caractéristiques des signatures spectrales comme la différence de polarisation ou le gradient en fréquence. Cette répartition spatiale ne change pas de façon notable dans le temps (I, chapitre 1).

La stratigraphie reflète les processus de dépôt de la neige. Lorsque l'on compare des données de terrain avec les données de télédétection, on constate que des signatures spectrales typiques correspondent à différents types de stratigraphie (I, chapitre 2). Les signatures spectrales dépendent donc étroitement des caractéristiques du manteau neigeux et devraient nous apporter des informations sur les processus d'accumulation.

Les conclusions de la comparaison entre les données de terrain et les données satellites suggèrent qu'une forte différence de polarisation, surtout pour la fréquence 6.6 GHz, correspond à une forte stratification et que le gradient en fréquence, entre 18 et 6.6 GHz, est lié à la taille des grains (I chapitre 2).

Pour comprendre les phénomènes physiques mis en jeu, nous avons développé un modèle d'émissivité micro-onde adapté à la neige sèche. Ce modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell et sur la théorie des fortes fluctuations (Stogryn, 1986) (II, chapitre 2). Lorsque le manteau neigeux est uniforme, isotherme, isotrope et infini en profondeur, il existe une solution analytique. La solution numérique permet d'introduire un milieu stratifié, isotherme et isotrope à l'intérieur de chaque strate. La validité du modèle est vérifiée pour les

fréquences SMMR et pour le type de neige que l'on trouve en Antarctique.

Le modèle a permis d'étudier suivant les fréquences l'influence de la taille des grains, de la densité et de la température sur les constantes diélectriques de la neige. L'influence de la diffusion apparaît très nettement aux fréquences les plus élevées (II, chapitre 1).

Selon la solution analytique du modèle d'émissivité, la densité agit principalement sur la différence de polarisation. La taille des grains de neige modifie essentiellement la forme de la signature spectrale. L'influence de la température sur l'émissivité est négligeable devant ces deux paramètres (II, chapitre 2).

Le modèle pour un milieu stratifié (solution numérique) a mis en évidence d'autres paramètres importants dans l'interprétation des signatures spectrales. Un milieu stratifié plan introduit des interférences dans le signal. Ce phénomène d'interférences peut être observé sur le terrain à petite échelle mais pour traduire ce qui se passe sur de grands pixels, on est amené à effectuer une moyenne des résultats correspondant à un grand nombre de stratigraphies variant d'une manière aléatoire autour d'une stratigraphie moyenne. Par ailleurs ce schéma correspond mieux à la réalité. Conformément aux résultats de l'étude empirique, la stratification affecte surtout les différences de polarisation. Au cours de cette analyse avec des densités et des tailles de grains de neige variables en fonction de la profondeur, nous avons mis en évidence l'importance de la profondeur de pénétration pour l'interprétation des résultats. En effet cette profondeur détermine l'épaisseur du manteau neigeux qui sera "vue" par l'onde et donc l'interprétation.

Quelques essais préliminaires de reconstitution de signatures spectrales observées nous ont permis d'identifier quelques axes de recherche : il faut disposer de plus de données de terrain, mesures de stratigraphie et mesures des caractéristiques diélectriques de la neige et améliorer le modèle, en particulier introduire le profil de température, la forme des grains de neige et la rugosité d'interface.

ANNEXES

ANNEXE I

Passage des équations pour le champ externe aux équations pour le champ total

On a obtenu deux équations pour F, champ externe, dont on simplifie l'écriture en utilisant les tenseurs:

$$(1) \quad \vec{F}_r = \vec{E}_0 + M \xi \vec{F}$$

$$(2) \quad \vec{F}_m = \vec{E}_0 + M \langle \xi M \xi \rangle \vec{F}_m$$

et également deux relations liant E, champ total, et F:

$$(3) \quad \vec{F} = \vec{E} [\hat{I} - \hat{S} \hat{Q}]$$

$$(4) \quad \xi \vec{F} = \hat{Q} \vec{E}$$

Equation normalisée d'ordre 0

En tenant compte de la valeur moyenne de (1) dans l'expression (2), il vient:

$$(5) \quad \langle \xi M \xi \rangle \vec{F}_m = \langle \xi \vec{F} \rangle$$

Prenons la valeur moyenne de (3) et utilisons les relations (4) et (5), nous obtenons la relation suivante pour F_m :

$$(6) \quad \vec{F}_m = \vec{E}_m \frac{\hat{I}}{\hat{I} + \hat{S} \langle \xi M \xi \rangle}$$

On remplace alors cette valeur de F_m dans l'équation (2), sachant que $L_0^{-1} = M + \hat{S}$

$$\text{et que:} \quad \frac{\hat{I}}{\hat{I} + \hat{S} \langle \xi M \xi \rangle} + \frac{\hat{S} \langle \xi M \xi \rangle}{\hat{I} + \hat{S} \langle \xi M \xi \rangle} = 0$$

Pour E_m , on obtient finalement l'équation suivante:

$$\left[L_0 - \langle \xi M \xi \rangle (\hat{I} + \hat{S} \langle \xi M \xi \rangle) \right] \vec{E}_m = 0$$

Le terme $\hat{S} \langle \xi M \xi \rangle = -\hat{I} \frac{\kappa}{3K_0}$ est très petit devant 1. Comme $\hat{S} = S \hat{I}$, par développement limité, on obtient:

$$\frac{1}{1 + S \langle \xi M \xi \rangle} = 1 - S \langle \xi M \xi \rangle + 0^2 (S \langle \xi M \xi \rangle) \approx 1$$

$$\text{Alors,} \quad \left[L_0 - \langle \xi M \xi \rangle \right] \vec{E}_m = 0 \quad \text{l'équation normalisée d'ordre 0.}$$

Equation normalisée du premier ordre

On cherche maintenant à évaluer F_r . On rappelle alors que,

$$(7) \quad \vec{F} = \vec{F}_m + \vec{F}_r$$

En soustrayant (2) de (1) et en utilisant la relation (5), on obtient une première expression pour F_r :

$$\vec{F}_r = M \xi \vec{F}_m + M \xi \vec{F}_r - M \langle \xi \vec{F}_r \rangle$$

Par ailleurs si l'on retranche la valeur moyenne de (3) à la relation (3), en utilisant (4) et (7) on obtient une deuxième expression pour F_r :

$$\vec{F}_r = \vec{E}_r - \hat{S} \xi \vec{F}_m - \hat{S} \xi \vec{F}_r + \hat{S} \langle \xi \vec{F}_r \rangle$$

En égalant les deux expressions de F_r et en multipliant par l'opérateur L_0 , on a:

$$L_0 \vec{E}_r = [\xi \vec{F}_m - \xi \vec{F}_r + \langle \xi \vec{F}_r \rangle]$$

Selon l'approximation bilocale $\xi \vec{F}_m \gg \xi \vec{F}_r - \langle \xi \vec{F}_r \rangle$, on remplace alors F_m par la valeur (6) et comme :

$$\frac{1}{1 + S \langle \xi M \xi \rangle} = 1 - S \langle \xi M \xi \rangle + O^2(\hat{S} \langle \xi M \xi \rangle) \approx 1$$

on obtient $L_0 \vec{E}_r = \xi \vec{E}_m$ la relation normalisée du premier ordre.

ANNEXE II

Résolution de l'équation $[L_0 - \langle \xi M \xi \rangle] E_m = 0$

(STOGRYN, 1983)

Géométrie du problème

L'onde incidente entre dans l'angle solide $d\Omega_0$ avec le vecteur de propagation \vec{k}_0 , la réponse à cette excitation est l'onde émise par le milieu dans l'angle solide $d\Omega_s$. Cette émission se décompose en une onde réfléchie au sens de Fresnel de direction de propagation \vec{k}_{01} et en une onde incohérente de direction de propagation \vec{k} :

$$\vec{k}_0 = k \begin{pmatrix} \sin \theta_s \\ 0 \\ -\cos \theta_s \end{pmatrix} \quad \vec{k}_{01} = k \begin{pmatrix} \sin \theta_s \\ 0 \\ \cos \theta_s \end{pmatrix} \quad \vec{k} = k \begin{pmatrix} \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\ \sin \theta_0 \sin \phi_0 \\ \cos \theta_0 \end{pmatrix}$$

k: nombre d'onde dans le vide.

Alors les vecteurs de polarisations sont respectivement pour k_0 et k:

$$\vec{n}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{v}_0 = \begin{pmatrix} \cos \theta_s \\ 0 \\ \sin \theta_s \end{pmatrix} \quad \vec{n} = \begin{pmatrix} \sin \phi_0 \\ -\cos \phi_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \vec{v} = \begin{pmatrix} -\cos \theta_0 \cos \phi_0 \\ -\cos \theta_0 \sin \phi_0 \\ \sin \theta_0 \end{pmatrix}$$

RESOLUTION

Soit $[\nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_{neige}] \vec{E}_m = 0$,

sachant que:

$$\vec{E}_m = \begin{cases} \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{réfl} & \text{pour } z > 0 \\ \vec{E}_{trans} & \text{pour } z < 0 \end{cases}$$

Calcul pour la polarisation horizontale

$$\begin{aligned} \vec{E}_{inc} &= E_0 \vec{n}_0 \exp[i k (\sin \theta_s x - \cos \theta_s z)] \\ \vec{E}_{réfl} &= E_0 R_h \vec{n}_0 \exp[i k (\sin \theta_s x + \cos \theta_s z)] \\ \vec{E}_{trans} &= E_0 \vec{n}_0 f(z) \exp[i k \sin \theta_s x] \end{aligned}$$

Les conditions aux limites en $z = 0$ impliquent la continuité du champ électromagnétique tangent (suivant les axes x et y): $R_h + 1 = f(0)$

En posant l'équation (I) définissant E_m , pour $z < 0$, on obtient la relation suivante définissant

f(z):

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f(z) = 0$$

Calcul pour la polarisation verticale

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{inc}} &= E_0 \vec{v}_0 \exp \left[i k (\sin \theta_s x - \cos \theta_s z) \right] \\ \vec{E}_{\text{réfl}} &= E_0 R_v \vec{v}_{01} \exp \left[i k (\sin \theta_s x + \cos \theta_s z) \right] \\ \vec{E}_{\text{trans}} &= E_0 [f_x(z) \vec{x} + f_z(z) \vec{z}] \exp \left[i k \sin \theta_s x \right] \end{aligned}$$

Les conditions aux limites en $z = 0$ impliquent la continuité du champ électromagnétique tangent (axe x ici): $(1 - R_v) \cos \theta_s = f_x(0)$

En posant l'équation (I) définissant E_m en champ polarisé verticalement, pour $z < 0$, on obtient deux équations en fonction de $f_x(z)$ et $f_z(z)$ pour $z < 0$. Après manipulation, on obtient deux équations indépendantes, l'une pour $f_x(z)$:

$$\frac{d^2 f_x(z)}{dz^2} + \frac{\sin^2 \theta_s}{K_{\text{neige}} (\sin^2 \theta_s - K_{\text{neige}})} \cdot \frac{dK_{\text{neige}}}{dz} \cdot \frac{df_x(z)}{dz} - k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f_x(z) = 0$$

et l'autre pour $f_z(z)$:

$$f_z(z) = \frac{i \sin \theta_s}{k (K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s)} \frac{df_x(z)}{dz} \quad \text{Stogryn (1983) (14)}$$

La solution de ces équations varie selon que l'on peut considérer K_{neige} constante ou non.

ANNEXE III

Résolution de l'équation $L_0 E_r = \xi E_m$

(STOGRYN, 1974)

On considère la même géométrie que précédemment (ANNEXE II). Connaissant l'expression de E_m , on calcule l'expression de E_r :

$$\vec{E}_r = L_0^{-1} \xi \vec{E}_m$$

L_0^{-1} est l'opérateur inverse de $L_0 = \nabla \times \nabla \times - k^2 \hat{K}_0$

Il importe dans un premier temps de connaître L_0^{-1} . Pour une résolution comme celle-ci, on a tout intérêt à passer par la transformée de Fourier. On rappelle que $\Gamma(r, r')$ est un tenseur tel que $L = L_0^{-1} = \iiint d^3 r \Gamma$, on exprime donc sa transformée de Fourier par les éléments du tenseur $\Gamma_{ij}(r, r')$:

$$L_0 \Gamma = \hat{I} \delta$$

$$\Gamma_{ij}(r, r') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\alpha \int d\eta A_{ij}(z', \alpha, \eta) \exp \left[i \left(\alpha (x - x') + \eta (y - y') + z \sqrt{k^2 - \eta^2 - \alpha^2} \right) \right]$$

avec k nombre d'onde, α et η variable intervenant dans la transformée de Fourier,

$$\alpha = k \sin \theta_0 \cos \phi_0 \quad \eta = k \sin \theta_0 \sin \phi_0 \quad \rho = \sqrt{\alpha^2 + \eta^2} = k \sin \theta_0$$

En effectuant la transformation dans le repère xyz, puis par des considérations de symétrie et le changement de variable suivant:

$$A'_{ij}(z, z', \alpha, \eta) = A_{ij}(z', \alpha, \eta) \exp \left[i z \sqrt{k^2 - \eta^2 - \alpha^2} \right]$$

on a maintenant:

$$\Gamma_{ij}(r, r') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\alpha \int d\eta A'_{ij}(z, z', \alpha, \eta) \exp \left[i \left(\alpha (x - x') + \eta (y - y') \right) \right]$$

$$A'_{ij} = \begin{bmatrix} a_{\phi\phi} + \frac{\alpha^2}{\rho^2} (a_{\rho\rho} - a_{\phi\phi}) & \frac{\alpha\eta}{\rho^2} (a_{\rho\rho} - a_{\phi\phi}) & \frac{\alpha}{\rho} a_{\rho z} \\ \frac{\alpha\eta}{\rho^2} (a_{\rho\rho} - a_{\phi\phi}) & a_{\phi\phi} + \frac{\eta^2}{\rho^2} (a_{\rho\rho} - a_{\phi\phi}) & \frac{\eta}{\rho} a_{\rho z} \\ \frac{\alpha}{\rho} a_{z\rho} & \frac{\eta}{\rho} a_{z\rho} & a_{zz} \end{bmatrix}$$

Pour déterminer Γ_{ij} , il nous faut connaître les relations que vérifient les termes $a_{\phi\phi}$, $a_{\rho\rho}$, $a_{\rho z}$, $a_{z\rho}$.

Considération sur le champ de polarisation horizontal

Si E_h est la composante en polarisation horizontale, alors $E_h = (0, E_y, 0)$. La partie du tenseur G^0 , qui intervient réellement dans le calcul, est la colonne centrale de la matrice. On rappelle que E s'écrit: $\nabla \times \nabla \times E_0 - k^2 \hat{K}_0(z) E_0 = 0$. Comme E est défini par l'intégrale sur r des Γ_{ij} , on dit de même pour Γ_{ij} .

Alors en appliquant l'opérateur L_0 à la matrice A_{ij} , on obtient trois équations:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \rho^2 - k^2 K_0 \right] a_{\phi\phi} = -\delta(z-z') \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \rho^2 - k^2 K_0 \right] a_{\rho\rho} = -\delta(z-z') \\ \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \rho^2 - k^2 K_0 \right] a_{z\rho} = -\delta(z-z') \end{cases}$$

Considération sur le champ de polarisation vertical

Les composantes du champ E_v sont plus nombreuses, on passe alors à l'équation en champ magnétique. En effet quand le champ électrique est polarisé verticalement, le champ magnétique lui est polarisé horizontalement.

L'équation pour B s'écrit: $\nabla \times \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{\hat{K}_0} (\nabla \times \hat{K}_0) \cdot \nabla \times \vec{B} - k^2 \hat{K}_0 \vec{B} = 0$

Les relations obtenues vont compléter les équations trouvées précédemment, et apporter les relations pour a_{zz} et $a_{\rho z}$. Ce résultat figure dans Stogryn (1974) en remplaçant K dans les expressions de Stogryn par $K_0(z)$:

$$\frac{\partial^2 a_{\phi\phi}}{\partial z^2} + (k^2 K_0 - \rho^2) a_{\phi\phi} = -\delta(z-z')$$

$$\frac{\partial^2 a_{\rho\rho}}{\partial z^2} - \frac{\rho^2}{K_0(k^2 K_0 - \rho^2)} \frac{\partial K_0}{\partial z} \frac{\partial a_{\rho\rho}}{\partial z} + (k^2 K_0 - \rho^2) a_{\rho\rho} = -\frac{k^2 K_0 - \rho^2}{k^2 K_0} \delta(z-z')$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 a_{\rho z}}{\partial z^2} - \frac{\rho^2}{K_0(k^2 K_0 - \rho^2)} \frac{\partial K_0}{\partial z} \frac{\partial a_{\rho z}}{\partial z} + (k^2 K_0 - \rho^2) a_{\rho z} = \\ \frac{\rho}{i k^2 K_0} \frac{\partial}{\partial z} \delta(z-z') + \frac{i \rho}{K_0(k^2 K_0 - \rho^2)} \frac{\partial K_0}{\partial z} \delta(z-z') \end{aligned}$$

$$a_{zz} = \frac{1}{k^2 K_0 - \rho^2} \left(i \rho \frac{\partial a_{\rho z}}{\partial z} - \delta(z-z') \right)$$

Résultats pour le champ total

Cet ensemble d'équations est complété par la condition d'onde sortante et par la condition de continuité en $z = 0$:

$$\frac{\delta a_{\phi\phi}}{\delta z} - i \sqrt{k^2 - \rho^2} a_{\phi\phi} = 0$$

$$\frac{\partial a_{\rho\rho}}{\partial z} - i \frac{k^2 K_0 - \rho^2}{K_0 \sqrt{k^2 - \rho^2}} a_{\rho\rho} = 0$$

$$\frac{\partial a_{\rho z}}{\partial z} - i \frac{k^2 K_0 - \rho^2}{K_0 \sqrt{k^2 - \rho^2}} a_{\rho z} = \frac{\rho}{i k^2 K_0} \delta(z')$$

De plus quand $z = 0$, on a :

$$A_{z\rho} = -\frac{\rho}{\sqrt{k^2 - \rho^2}} A_{\rho\rho} \quad \text{en rappelant que } A = a|_{z=0}$$

$$A_{zz} = -\frac{\rho}{\sqrt{k^2 - \rho^2}} A_{\rho z}$$

On a donc maintenant défini plus précisément les paramètres intervenant dans les relations I et II.

ANNEXE IV
Calcul de C'(r-r')
(STOGRYN, 1974)

L'expression de C'(r-r') est: $C'(r-r') = \langle \xi(r) \xi(r')^* \rangle$

$$C'(r-r') = C'(0) \exp \left[-\frac{|r-r'|}{l} \right]$$

Pour définir C'(0), il reste à calculer: $C'(r=r') = \langle |\xi(r)|^2 \rangle$

En utilisant la définition de $\xi(r)$ donnée au chapitre 2-II, D-2.1, on obtient:

$$\langle |\xi(r)|^2 \rangle = \left[f \left| \frac{K_0 (K_{\text{glace}} - K_0)}{2 K_0 + K_{\text{glace}}} \right|^2 + (1-f) \left| \frac{K_0 (1 - K_0)}{2 K_0 + 1} \right|^2 \right] \times 9 k^4$$

ANNEXE V
Expression de W'(|u|,z')
(STOGRYN, 1974)

W'(|u|,z') est la transformée de Fourier de C'(r-r'):

$$W'(|u|; z') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dx \int dy C'(x, y, z', u) \exp [i(\alpha - k \sin \theta_0)x + i\eta y]$$

soit $W'(|u|; z') = C'(0) V$

avec $V = \frac{2\pi}{l} \frac{1}{p^3} [1 + p|u|] \exp(-p|u|)$

et $p = \frac{\sqrt{1 + l^2 k^2 \sin^2 \theta_s}}{l}$

ANNEXE VI **Expressions des I_1, I_2, I_3 et I_4** (STOGRYN, 1984)

Les I_1, I_2, I_3 et I_4 interviennent dans le calcul de K_{neige} . Ils résultent à la fois de la solution de l'expression de la valeur principale de G_0 , VPG_0 et de la décomposition de l'onde plane en série des fonctions de Legendre et de Bessel, soit:

$$\exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}] = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(-i)^n P_n(\hat{k} \cdot \hat{r}) J_n(kr)$$

Les expressions des I sont donc les suivantes:

$$I_1 = \int_0^{\infty} J_0(kr) \exp(-\beta r) r dr$$

$$I_2 = \int_0^{\infty} J_2(kr) \exp(-\beta r) dr$$

$$I_3 = \int_0^{\infty} J_2(kr) \exp(-\beta r) r dr$$

$$I_4 = \int_0^{\infty} J_2(kr) \frac{\exp(-\beta r)}{r} dr$$

avec $\beta = \frac{1}{l} - ik\sqrt{K_0}$ et $j_n(kr) = \frac{1}{2i^n} \int_{-1}^1 \exp[ikrt] P_n(t) dt$

D'où,

$$I_1 = \frac{1}{\beta^2 + k^2}$$

$$I_2 = -\frac{3\beta}{2k^2} + \frac{1}{2k} \left[\frac{3\beta^2}{k^2} + 1 \right] \text{Arctg}\left(\frac{k}{\beta}\right)$$

$$I_3 = \frac{3}{k^2} - \frac{1}{\beta^2 + k^2} - \frac{3\beta}{k^3} \text{Arctg}\left(\frac{k}{\beta}\right)$$

$$I_4 = \frac{1}{3} + \frac{\beta^2}{2k^2} - \frac{\beta}{2k} \left[\frac{\beta^2}{k^2} + 1 \right] \text{Arctg}\left(\frac{k}{\beta}\right)$$

Pour le calcul on utilisera le développement : $\text{Arctg}(x) \approx x - \frac{1}{3}x^3 + \frac{1}{5}x^5$

ANNEXE VII **Solution analytique du modèle** (STOGRYN, 1974)

Si K_0 est constant alors il existe une solution analytique pour le calcul complet des termes $A_{ij}(z)$ et $f(z)$.

1. Les expressions de $f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$

Pour la polarisation horizontale

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f(z) = 0$$

Si l'on tient compte de la solution mathématique de cette équation différentielle aux dérivées partielles et que l'on vérifie la condition d'onde sortante en $z = -\infty$, alors $f(z)$ s'écrit:

$$f(z) = f(0) \exp \left[-ik \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s} z \right] \quad \text{pour } z < 0$$

Or on a vu au II-3-4 que $f(0) = 1 - R_h$. Dans le cas d'un milieu constant, on connaît l'expression de R_h .

Si l'on pose $\varepsilon' = k \cos \theta_s$ et $\gamma' = k \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}$

On obtient $R_h = \frac{\varepsilon' - \gamma'}{\varepsilon' + \gamma'}$ et $f(z) = \frac{2\varepsilon'}{\varepsilon' + \gamma'} \exp(-i\gamma' z)$

Pour la polarisation verticale

$$\frac{d^2 f_x(z)}{dz^2} + k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f_x(z) = 0$$

$$f_z(z) = \frac{i \sin \theta_s}{k \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}} \frac{df_x(z)}{dz}$$

La solution mathématique et la condition d'onde sortante en $z = -\infty$ permettent d'écrire que:

$$f_x(z) = f_x(0) \exp \left[-ik \sqrt{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s} z \right] \quad \text{pour } z < 0$$

D'autre part, on a vu au II-3-4 que, $f_x(0) = (1 - R_v) \cos \theta_s$. Si K_0 est constant, on connaît l'expression de R_v .

En utilisant la même notation que précédemment:

On obtient

$$R_v = \frac{K_0 \varepsilon' - \gamma'}{K_0 \varepsilon' + \gamma'} \quad \text{et} \quad f_x(z) = \frac{2 \varepsilon' \gamma'}{k(K_{neige} \varepsilon' + \gamma')} \exp(-i \gamma' z)$$

$$f_z(z) = \frac{2 \varepsilon' \sin \theta_s}{k(K_{neige} \varepsilon' + \gamma')} \exp(-i \gamma' z)$$

2. Les expressions de $A_{\phi\phi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$ Stogryn (1974).

Le signal, qui se compose d'une partie dépendant de $|z' - z|$ et d'une partie dépendant de z' et z , a la forme suivante:

$$a = A \exp(i \gamma u) + B \exp(-i \gamma(z+z'))$$

Si l'on pose $\varepsilon = k \cos \theta_0$

$$\gamma = k \sqrt{K_0 - \sin^2 \theta_0}$$

$$u = |z - z'|$$

En injectant cette expression dans les équations différentielles satisfaisant les conditions d'onde sortante en $-\infty$ et les conditions aux limites en $z = 0$, on obtient B en fonction de A, soit:

$$a = A \exp(i \gamma u) + B(A) \exp(-i \gamma(z+z'))$$

En injectant alors cette expression dans les équations différentielles globales on obtient finalement:

$$a_{\phi\phi} = \frac{i}{2\gamma} \left[\exp(i \gamma u) + \frac{\gamma - \varepsilon}{\gamma + \varepsilon} \exp(-i \gamma(z+z')) \right]$$

$$a_{\rho\rho} = \frac{i\gamma}{2k^2 K_0} \left[\exp(i \gamma u) - \frac{\gamma - K_0 \varepsilon}{\gamma + K_0 \varepsilon} \exp(-i \gamma(z+z')) \right]$$

$$a_{zz} = \frac{-\delta(u)}{k^2 K_0} + \frac{i\rho^2}{2k^2 K_0 \gamma} \left[\exp(i \gamma u) + \frac{\gamma - K_0 \varepsilon}{\gamma + K_0 \varepsilon} \exp(-i \gamma(z+z')) \right]$$

$$a_{\rho z} = -\frac{i\rho}{2K_0} \left[\text{sign}(z-z') \exp(i \gamma u) - \frac{\gamma - K_0 \varepsilon}{\gamma + K_0 \varepsilon} \exp(-i \gamma(z+z')) \right]$$

On rappelle maintenant que $A = a|_{z=0}$ et $A_{ij}(z') = a|_{z=0} \exp(i \gamma z')$

soit:

$$A_{\phi\phi}(z') = \frac{i}{\gamma + \varepsilon} \exp(-i \gamma z')$$

$$A_{\rho\rho}(z') = \frac{i\gamma\varepsilon}{k^2(\gamma + K_0 \varepsilon)} \exp(-i \gamma z')$$

$$A_{\rho z}(z') = -\frac{i\rho\varepsilon}{k^2(\gamma + K_0 \varepsilon)} \exp(-i \gamma z')$$

ANNEXE VIII **Solution numérique du modèle** (STOGRYN, 1986)

Lorsque K_{neige} varie en fonction de la profondeur, la résolution du modèle fait appel à une solution numérique.

Tout comme pour la solution analytique, le calcul des $\gamma_{\alpha\beta}$ passe par la connaissance de $f(z)$, $f_x(z)$ et $f_z(z)$ ainsi que de $A_{\phi\phi}$, $A_{\rho\rho}$ et $A_{\rho z}$.

Tous les calculs ne seront pas détaillés dans la mesure où la plupart des développements sont répétitifs.

L'équation vérifiée par $f_x(z)$ est :

$$\frac{d^2 f_x(z)}{dz^2} + \frac{\sin^2 \theta_s}{K_{\text{neige}} (\sin^2 \theta_s - K_{\text{neige}})} \cdot \frac{dK_{\text{neige}}}{dz} \cdot \frac{df_x(z)}{dz} - k^2 [K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s] f_x(z) = 0$$

soit
$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + b(z) \frac{df(z)}{dz} + a(z) f(z) = 0$$

Comme pour $f(z)$, on effectue le changement de variable :

$$\varepsilon(z) = \frac{df_x(z)}{dz} / f_x(z)$$

Un terme supplémentaire apparaît, l'équation est telle que:

$$\frac{d\varepsilon(z)}{dz} + \varepsilon^2(z) + b(z)\varepsilon + a(z) = 0$$

Pour remédier à ceci et pour retrouver la forme classique de l'équation de Riccati, on effectue le nouveau changement de variable:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon'(z) b'(z) \text{ avec } b'(z) = \frac{K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s}{K_{\text{neige}}}$$

donc $\varepsilon(z)$ vérifie l'équation suivante:

$$\frac{d\varepsilon(z)}{dz} + b'(z) \varepsilon^2(z) + a'(z) = 0$$

avec
$$a'(z) = \frac{a(z)}{b'(z)}$$

Une fois que $\varepsilon(z)$ est connue alors, R_v est déterminé par:

$$R_v = \frac{i k / \cos \theta_s + \varepsilon'(0)}{i k / \cos \theta_s - \varepsilon'(0)}$$

et $f_x(z)$ par:

$$f_x(z) = \cos \theta_s [1 - R_v] \exp \left(- \int_{-\infty}^0 b'(z) \varepsilon'(z) dz \right)$$

De même que pour $f(z)$, on écrit :

$$\varepsilon'(z) = \frac{\varepsilon'(z_k) \cos [\sqrt{a' b'} (z - z_k)] - \sqrt{\frac{a'}{b'}} \sin [\sqrt{a' b'} (z - z_k)]}{V_k(z)}$$

$$V_k(z) = \cos [\sqrt{a' b'} (z - z_k)] + \sqrt{\frac{b'}{a'}} \varepsilon'(z_k) \sin [\sqrt{a' b'} (z - z_k)]$$

On remarque d'ailleurs que si $b'(z) = 1$, alors on retrouve une solution de la même forme que celles pour $f(z)$. Par un calcul simple, on montre également que:

$$\exp \left[\int_{z_k}^z \varepsilon(z) dz \right] = \exp \left[\int_{z_k}^z b'(z) \varepsilon'(z) dz \right] = V_k(z) \text{ pour } z_k \leq z \leq z_{k+1}$$

Maintenant connaissant l'expression de $f_x(z)$, on en déduit aisément l'expression de $f_z(z)$, qui vérifie la relation suivante:

$$f_z(z) = \frac{i \sin \theta_s}{k (K_{\text{neige}} - \sin^2 \theta_s)} \frac{df_x(z)}{dz}$$

$A_{\phi\phi}(z)$ vérifie l'équation générale, la condition d'onde sortante et de continuité en $z = 0$:

$$\frac{d^2 A_{\phi\phi}}{dz^2} + (k^2 K_0 - \rho^2) A_{\phi\phi} = -\delta(z - z')$$

$$\frac{dA_{\phi\phi}}{dz} - i \sqrt{k^2 - \rho^2} A_{\phi\phi} = 0$$

On effectue le changement de variable suivant: $\alpha(z) = \frac{dA_{\phi\phi}(z)}{dz} / A_{\phi\phi}(z)$

Ce changement permet de transformer l'équation précédente en une équation de Riccati:

$$\frac{d\alpha(z)}{dz} + \alpha^2(z) + a(z) = -\delta(z - z')$$

A la différence des équations précédentes, le deuxième membre de l'équation n'est pas nul.

Soit $\alpha_+(z)$ la solution de l'équation () pour $z > z'$, satisfaisant la condition de continuité en $z = 0$:

$$\alpha_+(0) = i k \cos \theta$$

Soit $\alpha_-(z)$ la solution de l'équation pour $z < z'$, satisfaisant la condition aux limites en $-\infty$:

$$\alpha_-(-\infty) = -i k \sqrt{K_0(-\infty) - \sin^2 \theta}$$

Alors l'expression de $A_{\phi\phi}(z)$ s'écrit:

$$A_{\phi\phi}(z) = \frac{1}{\alpha_-(z) - \alpha_+(z)} \exp \left[\int_z^0 \alpha_+(z) dz \right]$$

En dérivant on trouve, $\frac{dA_{\phi\phi}}{dz} = A_{\phi\phi} \alpha_-(z)$

d'où
$$A_{\phi\phi}(z) = \frac{1}{\alpha_-(0) - i k \cos \theta} \exp \left[- \int_z^0 \alpha_-(z) dz \right]$$

La calcul pour A_{pp} conduit à une équation de la même forme que celle de $f_x(z)$. On pose $\beta_-(z)$ vérifiant:

$$\frac{d\beta_-(z)}{dz} + \beta_-^2(z) + b(z)\beta_- + a(z) = 0$$

Pour la condition aux limites en $-\infty$, suivante:

$$\beta_-(-\infty) = -ik \sqrt{K_0(-\infty) - \sin^2 \theta}$$

sachant que: $\beta_-(z) = \beta'_-(z) b'(z)$ avec $b'(z) = \frac{K_0 - \sin^2 \theta}{K_0}$

La détermination de $A_{pz}(z)$ est immédiate dans la mesure où :

$$A_{pz}(z) = \frac{-i \sin \theta \beta_-(z)}{k (K_0 - \sin^2 \theta)} A_{pp}(z)$$

Nous disposons maintenant des différentes expressions intervenant dans $\gamma_{\beta\alpha}$. Pour résoudre les équations de Riccati, il suffit de connaître le terme en $-\infty$ et de résoudre de proche en proche.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Alley, R.B. 1988.** Concerning the deposition and diagenesis of strata in polar firn. *J. Glacio.*, **34**(118), 283-290.
- Allison, L. J., R. Wexler, C.R. Laughlin et W.R. Bandeen. 1978.** Remote sensing of the atmosphere from environmental satellites. American Society for testing and Materials, Philadelphia, PA, Special publication 653, 58-155.
- Benoit, A. 1968.** Signal attenuation Due to neutrons, oxygen and water vapor, rain and clouds. *Microwave Journal*, **11**, 73-80.
- Bonn, F. et G. Rochon. 1992.** Précis de télédétection, Vol1:Principes et méthodes. *Édité par les Presses Univers. du Québec*, coll. Universités francophones/UREF, 485 pages.
- Bromwich, D.H. 1988.** Snowfall in high southern latitudes, *Reviews of Geophysics*, **26**(1), 149-168.
- Cameron, R. L., E. Piccioto, H.S. Kane et J. Gliozzi. 1968.** Glaciology of the Queen Maud Land Traverse, 1964-1965 South Pole -Pole of Relative Inaccessibility. *Institute of polar Studies*, **23**, 136p.
- Cameron, R. L. 1971.** Glaciological Studies at Byrd Station, Antarctica, 1963-1965. *Antarctic Research Series*, **16**, 317-332.
- Chang, A.T.C., P. Gloersen, T. Schmugge, T.T. Wilheit et H.J. Zwally. 1976.** Microwave emission from snow and glacier ice, *Journal of Glaciology*, **16**(74), 23-39.
- Chang, A.T.C., B.J. Choudbury, and P. Gloersen. 1980.** Microwave brightness of polar firn as measured by Nimbus 5 and 6 ESMR, *J. Glaciol.*, **25**(91), 85-91.
- Chang, A.T.C., J.L. Foster et D.K. Hall. 1987.** Microwave snow signatures (1.5 mm to 3 cm) over Alaska, *Cold Regions Science and Technology*, **13**(153-160).

CLIMAP 1981. Seasonnal reconstitutions of the earth's surface at the Last Glacial Maximum, *Geological Society America*, Map Chart Series MC-36, Boulder, Colorado.

Colbeck, S.C. 1982. Growth of faceted crystals in a snow cover, *CRREL report*, 82-29.

Comiso, J.C., H.J.Zwally, and J.L. Saba. 1982. Radiative transfer modeling of microwave emission and dependance on firn properties, *Annals of Glaciology*, 3, 54-58.

Cumming, W.A. 1952. The dielectric properties of ice and snow at 3.2 centimeters. *Journal of Applied Physics*, 23(17), July.

Crary, A.P., Robinson, E.S., Bennett, H.F. and Boyd, W.W. Mai 1962. Glaciological studies of the Ross Ice Shelf, Antarctica, 1957-1960. *IGY Glaciological Report*, 6.

Whalley, E. et H.J. Labbé. 1969. *Journal of Chemical Physics*, 51, 3120.

Debye, P., H.R. Anderson, Jr et H. Brumberger. 1957. "Scattering by an inhomogeneous solid II. The correlation function and its application." *Journal of Applied Physics*, 28(6), June, 679-683.

Dedieu, J.P. et L. Reynaud. 1991. Télédétection appliquée aux bilans glaciaires dans les Alpes françaises, *Photo interprétation, Images aériennes et spatiales*, 30(1991-1992-2).

Evans, S. 1965. Dielectric properties of ice and snow - A review. *Journal of Glaciology*, 5, 773-792.

Fairbanks, R. G. 1989. A 17000 year glacio-eustatic sea level record: influence of glacial melting rates on the younger Dryas event and deep-ocean circulation. *Nature*, 342, 7 december, 637-642.

Fily, M. and J.P. Benoist. 1991. Large scale statistical study of the Scanning Multichannel Microwave Radiometer data over Antarctica. *J. Glaciol.*, 37(125), 129-139.

Fily M., B. Lestringant, S. Surdyk, J.P. Dedieu. 1991. *Groupe Ad-Hoc Radar Spatial, CNES*, Rapport du sous groupe Neige et Glace.

Fily M., B. Lestringant, S. Surdyk. 1992. Utilisation des données de télédétection dans le domaine des hyperfréquences sur la calotte polaire Antarctique, *Revue de géographie Alpine*, Dossier Télédétection et Montagne 8.

Fily, M. and S. Surdyk. 1991. The microwave signatures of the Antarctic Ice Sheet: Comparison with ground data and Modelling, *International Conference on Antarctic Global Concerns*, Scientific Committee on Antarctic Research (SCAR), Bremen, Germany, 23-27 September 1991.

Fortuin, J.P.F and J. Oerlemans. 1990. Parameterization of the annual surface temperature and mass balance of Antarctica, *Annals of Glaciology*, 14, 78-84.

Foster, R.R., C.H. Davis, T.W. Rand et R.K.Moore. 1991. Snow-stratification investigation on an Antarctic ice stream with an X-band radar system, *Journal of Glaciology*, 37(127).

Francis, E.A. 1987. Calibration of the Nimbus-7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR). *Master report from the Oregon State University*, October 2.

Frisch, V. 1968. Wave propagation in random media: probabilistic methods in applied mathematics, *Academic Press*, New York, 1, 75-198.

Fu, C.C., D. Han, S.T. Kim, and P. Gloersen. 1988. *User's guide for the Nimbus 7 Multichannel Microwave Radiometer (SMMR), Cell-All Tape*. Greenbelt, MD, Goddard Space Flight Center. (NASA Reference Publication 1210.)

Fujita, S., M Shiraishi and S. Mae. 1992. Measurement on dielectric properties of acid-doped ice at 9.7 GHz. *I.E.E.E. Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, 30(4), July.

Fung, A.K. mai 1982. A review of volume scatter theories for modelling applications, *Proceeding of an ESA-EARSel workshop held in Alpbach, Austria, 16-20 Arch 1981*, ESA SP-166.

Giovinetto, M. R. 1964. The drainage system of Antarctica: Accumulation. *Antarctic Research Series*, 2, 127-156.

Giovinetto, M.B. 1963. Glaciological Studies on the Mc Murdo-South Pole traverse, 1960-1961. *Institute of Polar Studies*, 7.

Gloersen, P., T.T. Wilheit, T.C. Chang and W. Nordberg. 1974. Microwave maps of the polar ice of the earth, *Bulletin American Meteorological Society*, 55(12), December.

Gloersen, P. and D.J. Cavalieri. 1986. Reduction of weather effects in the calculation of sea ice concentration from microwaves radiance, *J. Geophys. Res.*, 91(C3), 3913-3919.

Gloersen, P., W. Campbell, D. Cavalieri, J. Comiso, C. Parkinson et H. Zwally. 1991. Arctic and Antarctic sea ice, 1978-1987: satellite passive microwave observation and analysis. *NASA Special Publication*, in press.

Glushnev, V., B. Slutsker et M. Finkelshtein, 1976. Measurements of 8 mm radio microwave attenuation in sea and freshwater ice and in snow. *Radiophysic Quantum Electronic*, 19, 916-918.

Goodwin, I.D. 1988. Ice topography and surface characteristics in eastern Wilkes Land, East Antarctica. *ANARE research notes*, 64.

Goodwin, I.D. 1988. Firn core data from shallow drilling investigation in eastern Wilkes Land, East Antarctica. *ANARE research notes*, 65.

Gough, S., 1972. A low temperature dielectric cell and the permittivity of hexagonal ice to 2K. *Can.J.Chem.*, 50, 3046-3051.

Gow, A.J., 1969. The rates of growth of grains and crystals in south polar firn. *Journal of Glaciology*, 8(53).

Hall, D.K. and J. Martinec. 1985. Remote sensing of ice and snow, ed., *Chapman and Hall*, London, 189pp.

Hall, D.K., A.T.C. Chang and J.L. Foster. 1986. Detection of the depth-hoar layer in the snow-pack of the Arctic coastal plain of Alaska, U.S.A., using satellite data, *Journal of Glaciology*, 32(110).

Hall, D.K. 1987. Influence of depth hoar on microwave emission from snow in Northern Alaska, *Cold Regions Science and Technology*, 13, 225-231.

Hallikainen, M.T., F.T. Ulaby and M. Abdelrazik. 1986. Dielectric properties of snow in the 3 to 37 GHz range. *I.E.E.E. Transaction on Antennas and Propagation*, AP-34(11), november.

Hallikainen, M.T. 1989. Microwave radiometry of snow cover, *Proceedings of the 9th EARSeL Symposium*, Espoo-Finland.

Herron, M.M. and C.C. Langway, 1980. Firn densification: an empirical model. *Journal of glaciology*, 25(93).

Hofer, R. and C. Mätzler. 1980. Investigations on snow parameters by radiometry in the 3 to 60mm wavelength region, *Journal of Geophysical Research*, 85(C1), January 20.

The IPCC scientific Assessment on "Climate Change". 1990. Edited by J.T. Houghton et al. Cambridge University Press.

Jenssen and others. 1985. On the surging potential of polar ice streams, Part II: Ice streams and physical characteristics of the Ross sea drainage basin, West Antarctica, *Report DOE/ER/60/97-3*, US Department of energy.

Jin, Y.Q., J.A. Kong. 1985. Strong fluctuation theory for scattering, attenuation, and transmission of microwaves through snowfall. *I.E.E.E. Transaction On Geoscience and Remote Sensing*, GE-23(5), September.

Johari, G. 1975. The dielectric properties of H₂O and D₂O ice Ih at MHz frequencies. *Journal of chemical physic*, 64, 3998-4005.

Karal, F.C., JR. and J.B.Keller. 1964. Elastic, electromagnetic and other waves in a random medium. *Journal of mathematical physics*, 5(4), 537-547 april.

Kojima, K. 1962. Densification of snow in Antarctica. *Antarctic Research Series*, 2, 157-218.

Koerner, R.M. 1971. A stratigraphy method of determining the snow Accumulation Rate at Plateau Station, Antarctica, and Application to the South Pole- Queen Maud Land Traverse II, 1965-1966. *Antarctic Research Series*, 16, 225-238.

Kotlyakov, V.M. 1960. Indications of seasonal snow deposits in the central regions of Antarctica, *Soviet Antarctic Expedition*, May 30.

Kunzi, K.F., S. Patil, and H. Rott. 1982. Snow-cover parameters retrieved from Nimbus-7 Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR) data, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, GE-20(4), 452-467.

Lamb, J. 1946. Measurements of the dielectric properties of ice. *Transaction Faraday Society*, 42(A), 238-244.

Linor, W.I. 1980. Permittivity and attenuation of wet snow between 4 and 12 GHz. *Journal of Applied Physics*, 51, 2811-2816.

Lliboutry, L. 1964. Traité de Glaciologie, Tome 1: Glace - Neige, Hydrologie nivale. Ed. Masson, 427p.

Marsh, P. 1987. Grain Growth in a wet Artic snow cover, *Cold Regions Science and Technology*, 14(23-21).

Martinec, J., A. Rango, and E. Major. 1983. The Snowmelt Runoff Model (SRM) User's Manual, *NASA Reference Publication 1100*, Scientific and Technical Information Branch.

Mätzler, C. 1985. Monitoring the seasonal development of large scale patterns of snow and sea ice by combining active and passive microwave data, *Processing of Conference on use of Satellite data in climate models*, Alpach 10-12 june 1985, ESA SP-244, 129-130.

Mätzler, C. 1986. Can microwave signatures be used to retrieve the water equivalent of dry snow pack ? , *Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*, ESA SP-247, 277-284.

Mätzler, C. 1987. Microwave sensors for measuring avalanche-critical snow parameters, *International Symposium on Avalanche Formation, Movement and Effects*, Davos, Switzerland, 14-19 september 1986, IAHS Publ. 162, 149-160.

Mätzler, C. 1987. Applications of the Interaction of Microwaves with the Natural Snow cover, *Remote Sensing Reviews*, 2, 259-392.

Mätzler, C. and U. Wegmüller. 1987. Dielectric Properties of freshwater ice at microwave frequencies, *Journal of Physic D: Applied Phys.*, 20, 1623-1630.

Mätzler, C., and R. Hüppi. 1989. Review of signature studies for microwave remote sensing of snowpacks, *Adv. Space Res.*, 9, 1, 253-265.

McFarland, M.J., G.D. Wilke and P.H. Harder. 1987. Nimbus-7 SMMR investigation of snowpack properties in the Northern Great Plains for the winter of 1978-1979, *I.E.E.E. Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, GE-25(1), January.

Meier, E. 1989. Geometrische korrektur von bilder orbitgestutzter SAR-Systeme, *Remote Sensing Series n° 15*, Univerversity of Zurich.

Mishima, O., D.D. Klugg et E. Whalley. 1983. *Journal of Chemical Physics*, 78, 6399.

Murayama M (Ed.) 1971. Report of the japanese traverse Syowa-South Pole 1968-1969. *Polar Reseach Center*, Tokyo, 279 p.

Nemarich, J., R.J. Wellman and J. Lacombe. 1988. Backscatter and attenuation by falling snow and rain at 96, 140 and 225 GHz. *I.E.E.E. Transaction on Geoscience and remote sensing*, 26(3), May.

Pahaut, E. et C. Sergent. 1991. La neige formation et évolution. Centre d'étude de la neige, eddition d'octobre.

Peake, W.H., 1959. Interaction of electromagnetic waves with some natural surfaces. *I.R.E. transactions on antennas and propagation*, **AP-7**, S324-S329.

Piccioto, E., C. Crozaz et W. De Breuck. 1971. Accumulation on the South Pole-Queen Maud Land Traverse, 1964-1968. *Antarctic Research Series*, **16**, 257-316.

Polder, D. and J.H. Van Santen. 1946. The effective permeability of mixtures of solids. *Physica XII*, **5**, 257-271.

Pruppacher, H.R. and J.D. Klett. 1980. Microphysics of clouds and precipitation. *Edited by Reidel Publ. Company*, 707 pages.

Radok and others. 1986. On the surging potential of polar ice streams, Part IV: Antarctic ice accumulation basins and their main discharge regions, *Report DOE/ER/60/97-5*, US Department of energy.

Reber, B., C. Mätzler and E. Schanda. 1987. Microwave signatures of snow crusts: Modelling and Measurements, *International Journal of Remote Sensing*, **8**, 1649-1665.

Reber, B. 1990. Distinct Microwave Signatures of Snow and Soil Related to Model Theory. Thesis Work from "the Institut für Angewandte Physik", University of Bern, Switzerland, 6 July.

Rémy, F., C. Brossier and J.F. Minster. 1990. Intensity of satellite Radar-altimeter return power over continental ice : a potential measurement of katabatic wind intensity, *Journal of Glaciology*, **36**(123).

Rémy, F., M. Ledroit and J.F. Minster. 1992. Katabatic wind intensity and direction over Antarctica derived from scatterometer data, *Geophysical Research Letters*, **19**(10), 1021-1024, May 22.

Roach, G.F., 1967. Green's functions introductory theory with applications. *Ed. Van Nostrand Reinhold Company London*, 277p.

Robin, G. de Q., and J. Weertman. 1973. Cycling surging of glaciers. *Journal of Glaciology*, **12** (64), 3-18.

Rotman, S.R., A.D. Fisher and D.H. Staelin. 1982. Inversion for physical characteristics of snow using passive radiometric observations, *Journal of Glaciology*, **28**(98).

Rott, H.. 1984. The analysis of backscattering properties from SAR data of mountain regions, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, **GE-9**, 5, 347-355.

Rott, H., G. Domik, C. Mätzler, H. Miller, and K.G. Lenhart. 1985. Study on use and characteristics of SAR for land snow and ice applications, *ESA Report CR(P) 2168*, 117 pp.

Rott, H. and C. Mätzler. 1987. Possibilities and limits of SAR for snow and glacier surveying, *Symposium on remote sensing in Glaciology*, International Glaciological Society, Cambridge, England, 7-12 september 1986, *Annals of Glaciology*, **9**, 195-199.

Rott, H., C. Mätzler, D. Strobl, S. Bruzzi and K.G. Lenhart. 1988. Study on SAR land applications for snow and glacier monitoring, *Final report ESA Contract*, n°6618/85/F/FL(SC).

Rott, H., C. Mätzler, D. Strobl, S. Bruzzi and K.G. Lenhart. 1988. Study on SAR land applications for snow and glacier monitoring, *ESA Final report*, 186 pp.

Rott, H. 1989. Multispectral microwave signatures of the Antarctic ice sheet, *Microwave Radiometry and Remote Sensing Applications, Proceedings of the specialist meeting held in Florence, Italy, 9-11 March 1988*, (P. Pampaloni ed.).

Rott, H. 1990. Snow and land ice in the climate system: research problems and possibilities of remote sensing, *Remote sensing and the earth's environment*, Proceedings of Summer school held at Alpbach, Austria, 1989, *ESA SP-301*, 61-75.

Rott, H., and K. Sturm. 1991. Microwave signature measurements of Antarctic and Alpine snow, *Proceedings of the 11th EARSeL Symposium*, Graz-Austria.

Rott, H., K. Sturm and H. Miller. 1992. Active and passive microwave signatures of Antarctic firn by means of fields measurements and satellite data, *Symposium on Remote Sensing in Glaciology, Boulder CO May 92, Annals of Glaciology*, **17**, in press.

Rutgers, 1958. Temperature radiation of solids. *Hand Buch der Physik*, Springer-verlag, Berlin, Ger.VOL XXVI, p120.

Ryzhov, YU.A., V.V.Tamoikin and V.I.Tatarskii, 1965. Spatial dispersion of inhomogeneous media. *Soviet physics J.E.T.P.*, **21**(2), august.

Ryzhov, YU.A., and V.V.Tamoikin. 1970. Radiation and propagation of electromagnetic waves in randomly inhomogeneous media (review). *Scientific research radio-physics institute at Gor'kii university*, Translated from *Izvestiya, Vysshikh Uchebnykh Zavedenii, Raiofizika*, **13**(3), 356-387, March.

Sakiev, N.Y. 1960. Snow cover. *Institute of Geography of the Academy of sciences of the U.S.S.R.*, 40.

Shimizu, H. 1962. Glaciological studies in West Antarctica, 1960-1962. *Antarctic Research Series*, **2**, 37-64.

Shoumsky, P.A., S.N. Kartachov et V.M. Kotlyakov. 1960. The Field investigations at the zone of catabatic winds, at the Vostok-1 and Komsomolskaya bases. *Institute of Permafrost and institute of geography of the academy of sciences of U.S.S.R.* **4**, 123.

Sihvola, A.H., and J.A. Kong. 1988. Effective permittivity of dielectric mixtures. *I.E.E.E. transactions on geoscience and remote sensing*, **26**(4), July, 420-429.

Sihvola, A.H. 1989. Self-consistency aspects of dielectric mixing theories. *I.E.E.E. transactions on geoscience and remote sensing*, **27**(4), July, 403-415.

Stogryn, A. 1970. The brightness temperature of a vertically structured medium. *Radio science*, **5**(12), 1397-1406 december.

Stogryn, A. 1974. Electromagnetic scattering by random dielectric constant fluctuations in a bounded medium, *Radio science*, **9**(5), 509-518.

Stogryn, A. 1983. A note on the particular part of the dyadic Green's fonction in strong fluctuation theory. *Radio science*, **18**(6), 1283-1286, november-december.

Stogryn, A. 1983. The bilocal approximation for the electric field in strong fluctuation theory. *I.E.E.E.transaction on antennas and propagation*, **AP-31**(6), november.

Stogryn, A. 1984. Correlation functions for random granular media in strong fluctuation theory. *I.E.E.E.transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-22**(2), march.

Stogryn, A. 1984. The bilocal approximation for the effective dielectric constant of an isotropic random medium. *I.E.E.E.transactions on antennas and propagation*, **AP-32**(5), may.

Stogryn, A. 1985. The strong fluctuation theory for moist granular media. *I.E.E.E.transaction on geoscience and remote sensing*, **GE-23**(2), march.

Stogryn, A. 1986. A study of the microwave brightness temperature of snow from the point of view of strong fluctuation theory, *IEEE Transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-24**(2).

Stuart, A. W. et A.J. Heine. 1961. Glaciology, Victoria Land Traverse, 1959-60. *IGC Antarctic Glaciological Data Field work 1959-60*, **968-1** (NSF-G8992).

Surdyk, S. and M. Fily. 1991. Comparison between the observed microwave spectral signatures over the Antarctic ice sheet and a snow emissivity model. Colloque "Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing, Courchevel, France. 14-18 Jan. 1991." *ESA SP-319*, 351-354, mai.

Surdyk S., et M. Fily. 1992. Comparison of microwave spectral signature of the Antarctic ice sheet with traverse ground data, Symposium on Remote Sensing of Snow and Ice, Boulder (USA) may 92. *Annals of Glaciology* (in press).

Svendsen, E., C. Mätzler and T.C. Grenfell. 1987. A model for retrieving total sea ice concentration from a spaceborne dual-polarized passive microwave instrument operating near 90GHz, *International Journal of Remote Sensing*, **8**, 1479-1487.

Schwerdtfeger, W. 1984. Weather and climate of the Antarctic. *Developments in Atmospheric Sciences*, **15**, 261p.

Tan, H.S. and A.K.Fung. 1979. The mean Green's dyadic for a half-space random medium: a nonlinear approximation. *I.E.E.E. transactions on antennas and propagation*, **AP-24**(4), july.

Tatarskii, V.I. 1964. Propagation of electromagnetic waves in a medium with strong dielectric constant fluctuations. *Soviet physics J.E.T.P.*, **19**(4), october.

Tiuri, M.E. 1982. Theoretical and experimental studies of microwave emission signatures of snow, *I.E.E.E. Transaction on Geoscience and Remote Sensing*, **GE-20**(1), January.

Tiuri, M.E., A.H. Sihvola, e.G.Nyfors and M.T. Hallikainen. 1984. The complex dielectric constant of snow at microwaves frequencies. *I.E.E.E. Journal of Oceanic Engineering*, **OE-9**(5), December.

Tsan Mo, and T.J. Schmugge. 1987. A parametrization of the effect of surface roughness on microwave emission. *I.E.E.E. transactions on geoscience and remote sensing*, **GE-25**(4), july.

Tsang, L., E. Njoku and J.A. Kong. 1975. Microwave thermal emission from a stratified medium with nonuniform temperature distribution. *Journal applied physics*, **46**(12), december.

Tsang, L. and J.A. Kong. 1981. Scattering of electromagnetic waves from random media with strong permittivity fluctuations. *Radio science*, **16**(16), 303-320, may-june.

Tsang, L., J.A. Kong and R.W. Newton. 1982. Application of strong fluctuation random medium theory to scattering of electromagnetic waves from a half-space of dielectric mixture. *I.E.E.E. transactions on antennas and propagation*, **AP-30**(2), march.

Tsang, L., J.A. Kong et R.T.Shin. 1985. Theory of microwave remote sensing. Wiley-interscience.

Twersky, V. 1957. On scattering and reflection of electromagnetic waves by rough surfaces. *I.R.E. transactions on antennas and propagation*, **AP-5**, 81-90 january.

Twersky, V. 1957. On scattering and reflection of sound by rough surfaces. *Journal Acoustic Society American*, **29**, 209-225, february.

Ulaby, F.T., R.K. Moore and A.K. Fung. 1981. *Microwave remote sensing* (in three volumes), ed. by D.S. Simonett, The Artech House Remote Sensing Library.

Ulaby et al.. 1988. Inversion Algorithms for Snow Water Equivalent, *Synthetic Aperture Radar, Earth Observing System, Instrument Panel Report, Vol. II*, NASA.

Van Bladel, J. 1961. Some remarks on Green's dyadic for infinit space. *I.R.E. transactions on antennas and propagation*, **AP-7**, S324-S329.

Vidal-Madjar, D. 1978. Télédétection spatiale: aspects physiques et modélisation. "Ecole d'été de physique spatiale, CNES." Toulouse, août, 273-306.

Von Hippel, A. 1954. Dielectric materials and applications. Cambridge, Mass. Technology Press of Massachusetts Institute of Technology; New York, John Wiley and Sons, Inc.; London, Chapman and Hall, Ltd.

Walford, M. 1968. Field measurements of dielectric absorption in Antarctic ice and snow at very high frequencies. *Journal of Glaciologie*, **7**, 89-97.

Waren, S.G. 1984. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, **23**, 1206, April 15.

Wilheit, T.T., J.R. Greaves, J.A. Gatlin, D. Han, M. Krupp, A.S. Milman and E.S. Chang. 1984. Retrieval of ocean surface parameters from the Scanning Multifrequency Microwave Radiometer (SMMR) on the Nimbus-7 Satellite, *I.E.E.E. Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **GE-22(2)**, March.

Yoshino, T. 1961. Radio wave propagation on the ice cap. *Antarctic Record* (Tokyo), **11**, 228-33.

Zhang, H., L.T. Pedersen and P. Gudmandsen. 1989. Microwave brightness temperatures of the Greenland ice sheet, *Adv. Space Res.*, **9(1)**, (1)277-(1)287.

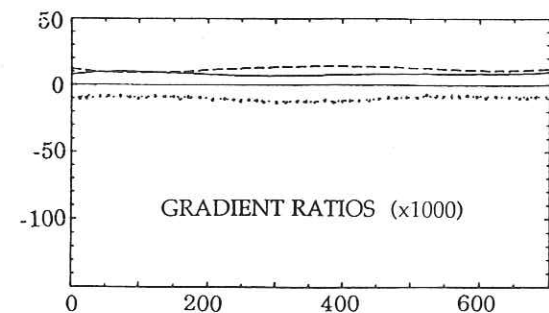
Zwally, H.J. 1977. Microwave emissivity and accumulation rate of polar firn. *J. Glaciol.*, **18(79)**.

Zwally, H.J. and P. Gloersen. 1977. Passive microwave images of the polar regions and the research applications, *Polar Record*, **18(116)**, 431-450.

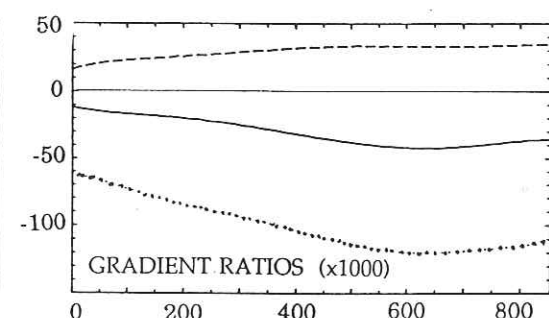


Fig.2.19.abcd : Densité, distribution de taille de grains, rapport de polarisation et rapport de gradient pour les cinq raids sélectionnés. L'axe horizontal exprime la distance depuis le point de départ en kilomètres.

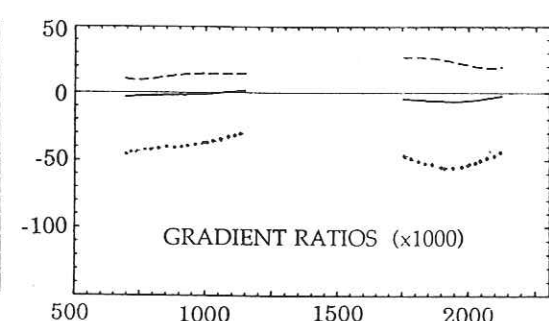
(a) WILKES LAND TRAVERSE



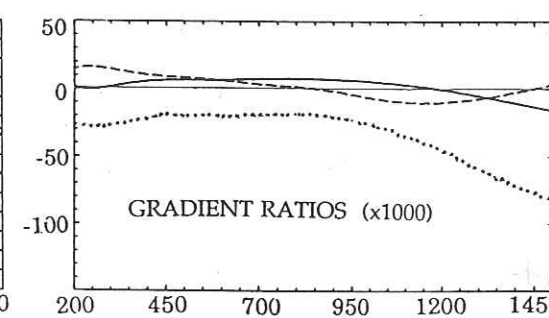
(b) MC MURDO-SOUTH POLE TRAVERSE



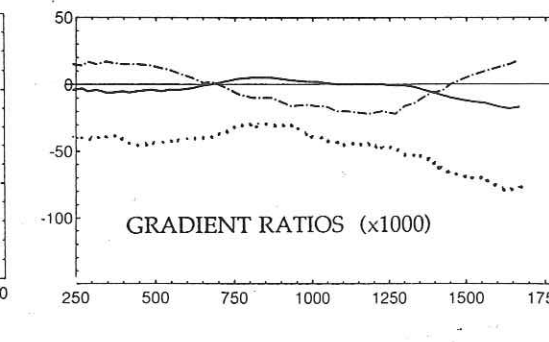
(c) ROSS ICE SHELF TRAVERSE



(d) MIRNY-VOSTOK TRAVERSE



(e) SYOWA - SOUTH POLE TRAVERSE



— GRv(10.7-6.6)
 GRv(18-6.6)
 - - - - - GRv(37-18)

ETUDES DES SIGNATURES SPECTRALES MICRO-ONDES OBTENUES PAR
TELEDETECTION SUR LA CALOTTE POLAIRE ANTARCTIQUE.
COMPARAISON AVEC DES DONNEES DE TERRAIN ET MODELISATION
DE L'EMISSIVITE DE LA NEIGE

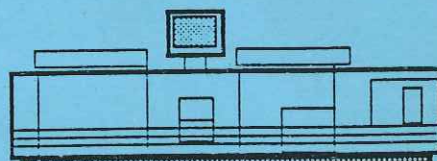
RESUME

Les études sur l'Antarctique sont motivées par l'interprétation des données que renferme la glace ancienne sur les climats passés et sur les possibles interactions entre la calotte et un éventuel changement climatique. Les radiomètres micro-ondes sont des instruments bien adaptés pour l'étude de la neige, car ils sont indépendants des conditions nuageuses et d'éclairement. Lorsque la neige est sèche, ils sont à même de fournir des informations en profondeur. Les caractéristiques du manteau neigeux (température, densité et taille de grains) sont liées aux processus de dépôt et leur évolution dépend des conditions climatiques. Ce sont ces caractéristiques, déterminantes vis à vis de la signature spectrale de la neige, que nous cherchons à évaluer à partir des données de télédétection.

Les données utilisées proviennent du Scanning Multichannel Microwave Radiometer à bord du satellite Nimbus 7 (1978-86). Dans un premier temps, ces mesures ont été comparées à des données de terrain. A une forte stratification du manteau neigeux correspond une grande différence entre les polarisations verticale et horizontale, surtout pour les fréquences 6.6 et 10.7 GHz. On a trouvé aussi une forte corrélation entre la valeur moyenne de la taille des grains sur 0-2 mètres et la différence de comportement entre les fréquences 18 et 6.6 GHz (gradient en fréquence). Dans une seconde étape, nous avons modélisé l'émissivité micro-onde de la neige. Le modèle est basé sur la résolution des équations de Maxwell au travers de la théorie des fortes fluctuations (Stogryn 1986). Une solution analytique a été développée dans le cas d'un milieu uniforme en profondeur. Lorsque les caractéristiques de la neige changent en fonction de la profondeur, la solution fait appel à une résolution numérique. Le manteau neigeux est considéré isotherme, stratifié horizontalement et isotrope à l'intérieur de chaque strate. Les résultats du modèle font apparaître plus clairement les contributions de la densité de la neige, de la taille des grains et surtout de la stratification sur les signatures spectrales.



Grenoble, juillet 1993



Impression réalisée sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.